UNIVERSITÉ DE BESANÇON

FACULTÉ DES SCIENCES

LES CIRCUITS COUPLÉS NON LINÉAIRES

THÈSE

DE DOCTORAT EN MÉTROLOGIE

(3e Cycle)

PIERRE GHEERAERT

Ingénieur I. C. M B.

Licencié ès Sciences

RODEZ

IMPRIMERIE P. CARRÈRE

1963

UNIVERSITÉ DE BESANÇON

FACULTÉ DES SCIENCES

LES CIRCUITS COUPLÉS NON LINÉAIRES

THÈSE

DE DOCTORAT EN MÉTROLOGIE

(3e Cycle)

PIERRE GHEERAERT

Ingénieur I. C. M B.

Licencié ès Sciences

RODEZ

IMPRIMERIE P. CARRÈRE

1963

UNIVERSITE DE BESANÇON

FACULTE DES SCIENCES

R. UNIV. BIBLIOTHEEK LEIDEN

Doyen Honoraire : M. GLANGEAUD.

Professeurs Honoraires : MM. BAILLAUD R., TOURNEUX, TRILLAT, VINCENSINI.

Maître de conférences honoraire : M. GRANIER.

DOYEN

M. JACQUEMAIN : Légion d'Honneur, Croix du Combattant 14-18, Serv. Milit. vol., Médaille d'argent d'Ed. Physique, O. M. Santé, Méd. Victoire, Commandeur des Palmes Académiques, Chimie Appliquée.

ASSESSEUR

M. MESNAGE : Officier des Palmes Académiques, Chronométrie.

PROFESSEURS

MM.

TRONCHET : Légion d'Honneur, Officier des Palmes Académiques, Botanique.
DUFFIEUX : Légion d'Honneur, Officier des Palmes Académiques, Chevalier du Mérite Agricole, Physique Générale.
CHATELET : Officier des Palmes Académiques, Mathématiques.
PERROT : Officier des Palmes Académiques, Chimie Générale.
DREYFUSS : Officier des Palmes Académiques, Méd. Comb. Volont. Résistance, Géologie Minéralogie.
THEOBALD : Légion d'Honneur, Officier des Palmes Académiques, Paléontologie et géologie stratigraphique.
CROISOT : Chevalier des Palmes Académiques, Méthodes mathématiques de la Physique.
DELHAYE : Chevalier des Palmes Académiques, Astronomie.
CUANTIN : Officier des Palmes Académiques, Botanique.
CHALEAT : Mécanique Appliquée.
UEBERSFELD : Physique.
RIPPLINGER : Zoologie.
NAHON : Mécanique Générale.
BERNARD : Chevalier des Palmes Académiques, Chimie Physique.

MAITRES DE CONFERENCES

MM.

PHAM MAU QUAN : Mathématiques.
RIGAL : Calcul Numérique.
BAILLAUD : Botanique.
POTIER : Chevalier des Palmes Académiques, Physique des Solides.

Mme ROZIS : Chevalier des Palmes Académiques, Physique.

MM.

THIEBAUT : Géologie Minéralogie.
GOMOT : Biologie Animale.
VIENOT : Physique.
MOTCHANE : Electronique.
REAL : Zoologie.
REMOND : Chargé d'enseignement de la Maîtrise de conférences de Chronométrie.

SECRETAIRE PRINCIPAL

M. LAMBERT : Chevalier des Palmes Académiques.

LES CIRCUITS COUPLES NON LINEAIRES

SOMMAIRE

Page

Sommaire 3
Table des oscillogrammes 5
Table des courbes 6

1. INTRODUCTION 7

2. CARACTÉRISTIQUES DES TUBES A VIDE 11

2.1. Caractéristiques générales 11
2.2. Le cut-off 11

3. COUPLAGE GRILLE-PLAQUE 17

3.1. Bascule 17
3.1.1. Fonctionnement 17
3.1.2. Etat stable 20
3.1.3. Condensateur d'accélération 24
3.2. Univibrateur 25
3.2.1. Fonctionnement 25
3.2.2. Etat stable 27
3.2.3. Etat quasi-stable 29
3.2.4. Durée de l'état quasi-stable 29
3.2.5. Zone de stabilité 30
3.3. Multivibrateur 31
3.3.1. Fonctionnement 31
3.3.2. Etude du circuit. Grilles à la HT 33
a) décharge du condensateur 33
b) charge du condensateur 34
c) période des oscillations 35
d) pointes 38
e) exemple numérique 39
3.3.3. Etude du circuit. Grilles à la masse 43
a) décharge du condensateur 43
b) charge du condensateur 44
c) période des oscillations 44
d) exemple numérique 46
3.3.4. Remarques 46

4. COUPLAGE CATHODIQUE 49

4.1. Trigger de Schmitt 49
4.1.1. Fonctionnement 49
4.1.2. Etude de l'état stable 51

4.1.3. Etude du basculement 56
a) généralités 56
b) équations du circuit 61
c) tension catholique 62
d) rapidité du basculement 73
e) tensions anodiques 78
4.1.4. Hystérésis 79
4.1.5. Condensateur d'accélération 82
4.2. Flip-flop à couplage catholique 84
4.2.1. Fonctionnement 84
4.2.2. Etat stable 86
4.2.3. Etat quasi-stable 89
4.2.4. Linéarité 91
4.2.5. Etat stable. Recharge de C 92
4.2.6. Zone de stabilité 97
4.2.7. Exemple numérique 99
4.3. Multivibrateur à couplage cathodique 105
4.3.1. Fonctionnement 105
4.3.2. Equations du circuit 107
4.3.3. Etat 1. T_1 conduit 107
4.3.4. Etat 2. T_2 conduit 108
4.3.5. Période 110

5. Equations générales des circuits couplés non linéaires 113

5.1. Introduction 113
5.2. Caractéristiques dynamiques 113
5.2.1. Représentation pseudo-linéaire 113
5.2.2. Représentation parabolique 114
5.2.3. Surface caractéristique 115
5.3. Equations des circuits à couple grille-plaque 118
5.4. Equations des circuits à couple cathodique 126

6. Conclusion 127

Annexes 128

Bibliographie 132

R. UNIV. BIBLIOTHEEK LEIDEN

TABLE DES OSCILLOGRAMMES

Figure		Page
10	Couplage grille-plaque. Bascule	19
17	Couplage grille-plaque. Univibrateur	26
18	Couplage grille-plaque. Univibrateur. Basculement P_1	27
19	Couplage grille-plaque. Univibrateur. Basculement P_2	27
22	Couplage grille-plaque. Multivibrateur	32
34	Trigger de Schmitt	50
58	Trigger de Schmitt. Condensateur d'accélération	83
60	Flip-flop à couplage cathodique	85
67	Flip-flop à couplage cathodique. Basculement de la cathode	97
68	Flip-flop à couplage cathodique. Basculement de la cathode	97
69	Flip-flop à couplage cathodique. Régime instable	98
74	Multivibrateur à couplage cathodique	106
75	Multivibrateur à couplage cathodique. Tension v_{g1}	106

TABLES DES COURBES

Figure		Page
2	Double triode 12 AT 7. Caractéristiques La Radiotechnique	11
3	Double triode 12 AT 7. Caract. Grille positive	11
4	Double triode 12 AT 7. Caract. $v_g < -u_0$. $i_p = f(v_{gk})$	13
5	Double triode 12 AT27. Caract. $v_g < -u_0$. $i_p = f(v_{pk})$	14
6	Double triode 12 AT 7. Résistance interne	15
7	Double triode 12 AT 7. Pente	16
13	Courant grille. 12 AT 7	22
14	Courant grille. 12 AT 7. $i_g = f(v_g)$	23
25	Multivibrateur grille-plaque. Tension grille	41
26	Multivibrateur grille-plaque. Tension anodique	41
27	Multivibrateur grille-plaque. Tension grille, avec pointes	42
28	Multivibrateur grille-plaque. Tension anodique, avec pointes	42
31	Multivibrateur grille-plaque. Grilles à la masse. v_g	47
32	Multivibrateur grille-plaque. Grilles à la masse. v_p	47
36	Trigger de Schmitt. Etat stable. 12 AT 7. $R_k = 5$ K	52
37	Trigger de Schmitt. Etat stable. 12 AT 7. $R_k = 10$ K	53
38	Trigger de Schmitt. Etat stable. 6 J 6. $R_k = 5$ K	54
39	Trigger de Schmitt. Circuit I	57
40	Trigger de Schmitt. Circuit II	58
41	Trigger de Schmitt. Circuit III	59
42	Trigger de Schmitt. Circuit IV	60
43	Trigger de Schmitt. Basculement $\frac{dv_k}{dv_{g1}}$. Circuit I	64
44	Trigger de Schmitt. » Circuit II	65
45	Trigger de Schmitt. » Circuit III	66
46	Trigger de Schmitt. » Circuit IV	67
47	Trigger de Schmitt. Basculement $\frac{dv_k}{dv_{g2}}$. Circuit I	68
48	Trigger de Schmitt. » Circuit II	69
49	Trigger de Schmitt. » Circuits III et IV	70
52	Trigger de Schmitt. Basculement Q. Circuit I	74
53	Trigger de Schmitt. Basculement Q. Circuit II	75
54	Trigger de Schmitt. Basculement Q. Circuit III	76
55	Trigger de Schmitt. Basculement Q. Circuit IV	77
62	Couplage cathodique. Grille à la HT. Etat stable. 12 AT 7	87
63	Couplage cathodique. Grille à la HT. Etat stable. 6 J 6	88
70	Flip-flop à couplage cathodique. v_{g1}, v_{p1}	102
71	Flip-flop à couplage cathodique. v_{g2}, v_{p2}	103
72	Flip-flop à couplage cathodique. v_k	104
78	Caractéristiques paraboliques	117

I. – INTRODUCTION

Les circuits couplés non-linéaires qu'on traitera ici sont des circuits électroniques constitués essentiellement de *deux* éléments qu'on peut assimiler à des résistances non-linéaires, couplés mutuellement par *deux* impédances distinctes, l'une des deux résistances non-linéaires ayant une valeur finie tandis que l'autre a une valeur infinie, et réciproquement. Le système possède deux états d'équilibre ou de pseudo-équilibre, le temps de passage d'un état à l'autre étant très court par rapport à la durée des états.

Quand le passage d'un état à l'autre nécessite une intervention extérieure, le circuit est *bistable*. Quand le circuit produit lui-même les impulsions qui le font basculer, il est *astable*. Les circuits *monostables* ne basculent que sous l'effet d'une impulsion extérieure, mais produisent eux-mêmes l'impulsion de rebasculement.

Les circuits astables sont des oscillateurs à relaxation, mais du fait des deux états possibles du circuit, ils se prêtent plus difficilement à l'étude du phénomène de relaxation que les circuits délivrant des signaux en dents de scie.

*
**

Les caractères distinctifs des circuits couplés non linéaires sont donc :

— deux éléments non-linéaires tels que le courant les traversant a une valeur finie ou nulle,

— deux couplages distincts,

— discontinuité de fonctionnement.

Nous bornerons l'étude aux circuits dont les éléments non-linéaires sont des tubes à vide (triodes) et à deux couplages :

— le couplage grille-plaque; la plaque d'un tube est reliée à la grille de l'autre par une impédance (résistance ou capacité); le couplage par résistance détermine un état stable, le couplage par capacité un état quasi-stable;

— le couplage cathodique : les deux cathodes sont reliées à la masse par une résistance commune, le courant traversant un tube polarisant la grille de l'autre.

*
**

Cette étude ne vise pas des applications pratiques directes, mais est une investigation approfondie des circuits couplés non-linéaires pour servir de base à l'étude théorique des oscillations non-linéaires et de leur synchronisation, dans le cadre des travaux de recherche de l'E. N. S. de Chronométrie de Besançon.

Les différentes formules établies sont généralement simplifiables. Mais nous donnons cependant les formules complètes, les termes négligeables ne l'étant pas dans tous les cas.

La méthode mathématique utilisée dans les chapitres 3 et 4 est élémentaire et repose sur l'utilisation des lois de Kirchhoff (l'application du théorème de Thévenin ne présente pas d'intérêt particulier). Les tubes à vide sont représentés par la relation pseudo-linéaire :

$$\rho\, i_p = v_{pk} + \mu\, v_{gk}$$

ρ et μ n'étant des constantes que dans de petits intervalles de variation. Dans chaque cas, il faut attribuer à ρ et μ les valeurs correspondant à v_{pk} et v_{gk}. Cette méthode est commode si on dispose de courbes donnant ρ et S en fonction de v_{pk} et v_{gk}; c'est pourquoi le second chapitre est consacré aux caractéristiques des tubes à vide, en particulier pour les valeurs de v_{gk} situées au-delà de la tension de blocage et pour les valeurs de v_{gk} positives.

Le chapitre 3 traite des circuits à couplage grille-plaque. Le chapitre 4, consacré aux circuits à couplage cathodique, comporte une étude approfondie du trigger de Schmitt et surtout de son basculement.

Le chapitre 5 reprend cette étude sous un angle différent, en utilisant des caractéristiques paraboliques; les circuits bistable, monostable et astable étant décrits par les mêmes équations.

*
**

Je tiens à remercier Monsieur P. MESNAGE, Directeur de l'Ecole Nationale Supérieure de Chronométrie et de Micromécanique de Besançon, de m'avoir dirigé et aidé au cours de cette étude.

NOTATIONS

Les notations utilisées dans la suite sont les suivantes, sauf indication contraire (fig. 1) :

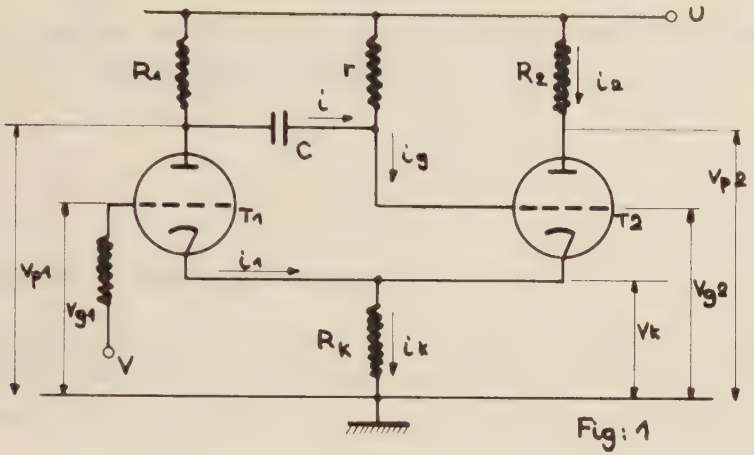


Fig : 1

C	Condensateur
i	Courant à travers le condensateur de couplage
i_1, i_2	Courant à travers le tube à vide
i_g	Courant grille-cathode du tube à vide
i_k	Courant à travers la résistance cathodique
R	Résistance anodique
R_k	Résistance cathodique
r	Résistance de grille
S	Pente du tube. $S = \frac{\mu}{\rho}$
U	Haute tension
u_1, u_2	Tension de la grille relativement à la cathode, l'origine algébrique étant reculée de u_0. $u_1 = v_{g1} + u_0$
u_0	Tension de blocage du tube pour un v_{pk} donné
V	Tension de polarisation
v	Tension aux bornes du condensateur de couplage
v_1, v_2	Valeurs particulières de v_{g1} ou v_{g2}
v_{g1}, v_{g2}	Tension de la grille par rapport à la masse
v_{gk}	Tension de la grille par rapport à la cathode
v_k	Tension de la cathode par rapport à la masse
v_{p1}, v_{p2}	Tension de l'anode par rapport à la masse
v_{pk}	Tension de l'anode par rapport à la cathode
μ	Coefficient d'amplification du tube
ρ	Résistance interne du tube
ρ_k	Résistance de l'espace grille-cathode

Dans les exemples numériques, on emploie les unités ci-dessous :

tension	volt	V
courant	milliampère	mA
résistance	kilohm	kΩ
pente	milliampère/volt	mA/V
capacité	picofarad	pF
	microfarad	μF

L'indice 1 est relatif au tube de gauche, l'indice 2 au tube de droite.

II. — CARACTÉRISTIQUES DES TUBES A VIDE

2.1. Caractéristiques générales

On a rassemblé dans ce chapitre les différentes courbes caractérisant le fonctionnement d'un tube à vide. On s'est limité à un seul tube, le 12 AT 7.

Les caractéristiques classiques sont celles données par La Radiotechnique (fig. 2).

Les caractéristiques pour v_{gk} positif ont été tirées de « Pulse and Digital Circuits » de Millmann et Taub, page 668 (fig. 3).

2.2. Le Cut-off

Le courant anodique d'un tube est fonction de v_{gk} et de v_{pk}. Pour une tension v_{pk} donnée, il existe une valeur $v_{gk} = -u_0$ telle que

$$i_p = 0$$
$$\text{pour} \quad v_{gk} \leqslant -u_0$$

$-u_0$ est la tension de blocage du tube (cut-off).

Cette simplification mathématique est en général acceptable pour la plupart des applications. Mais en réalité i_p ne s'annule pas; il devient négligeable par rapport à sa valeur quand le tube est conducteur.

Nous avons relevé expérimentalement les courbes $i_p = f(v_{gk})$ (fig. 4) et $i_p = f(v_{pk})$ (fig. 5). On remarque en particulier que pour $v_{pk} = 150$ V, i_p ne descend pas en dessous de 2,2 µA.

De ces mesures, nous avons déduit la pente S et la résistance interne ρ. Les résultats sont reportés sur les figures 6 et 7, sur lesquelles sont également reportées les valeurs données par La Radiotechnique pour $-3 \leqslant v_{gk} \leqslant 0$, ainsi que les valeurs déduites des caractéristiques pour $v_{gk} > 0$.

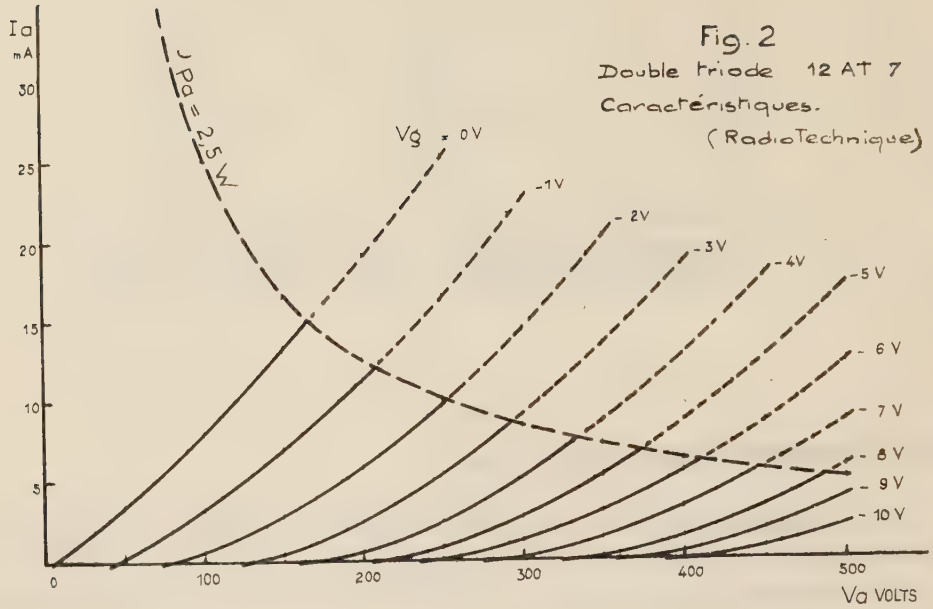


Fig. 2
Double triode 12 AT 7
Caractéristiques.
(RadioTechnique)

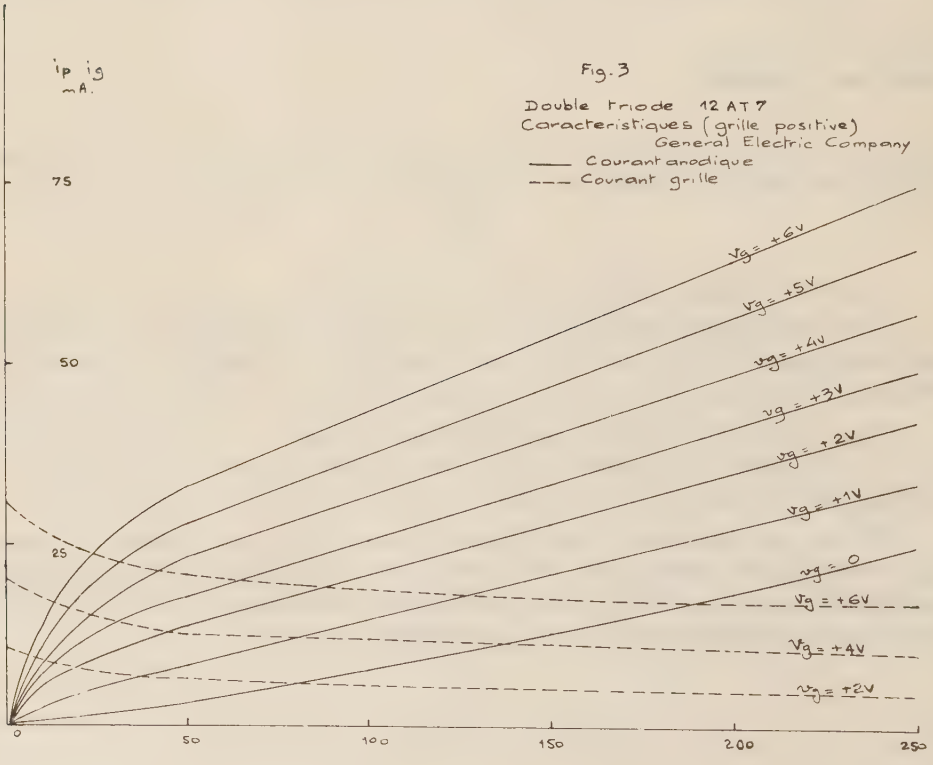


Fig. 3
Double triode 12 AT 7
Caracteristiques (grille positive)
General Electric Company
—— Courant anodique
--- Courant grille

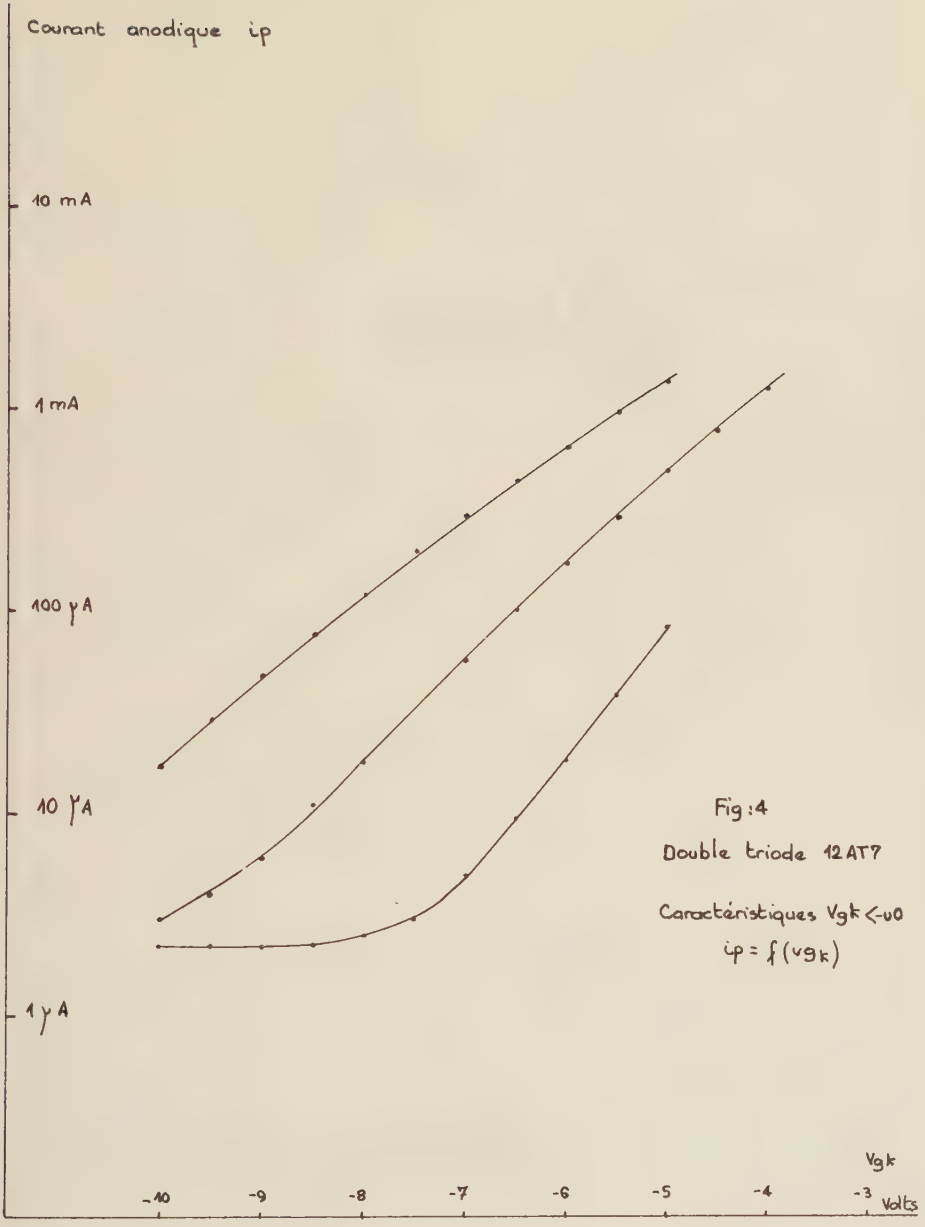


Fig : 4

Double triode 12AT7

Caractéristiques $V_{gk} < -v0$

$i_p = f(v_{gk})$

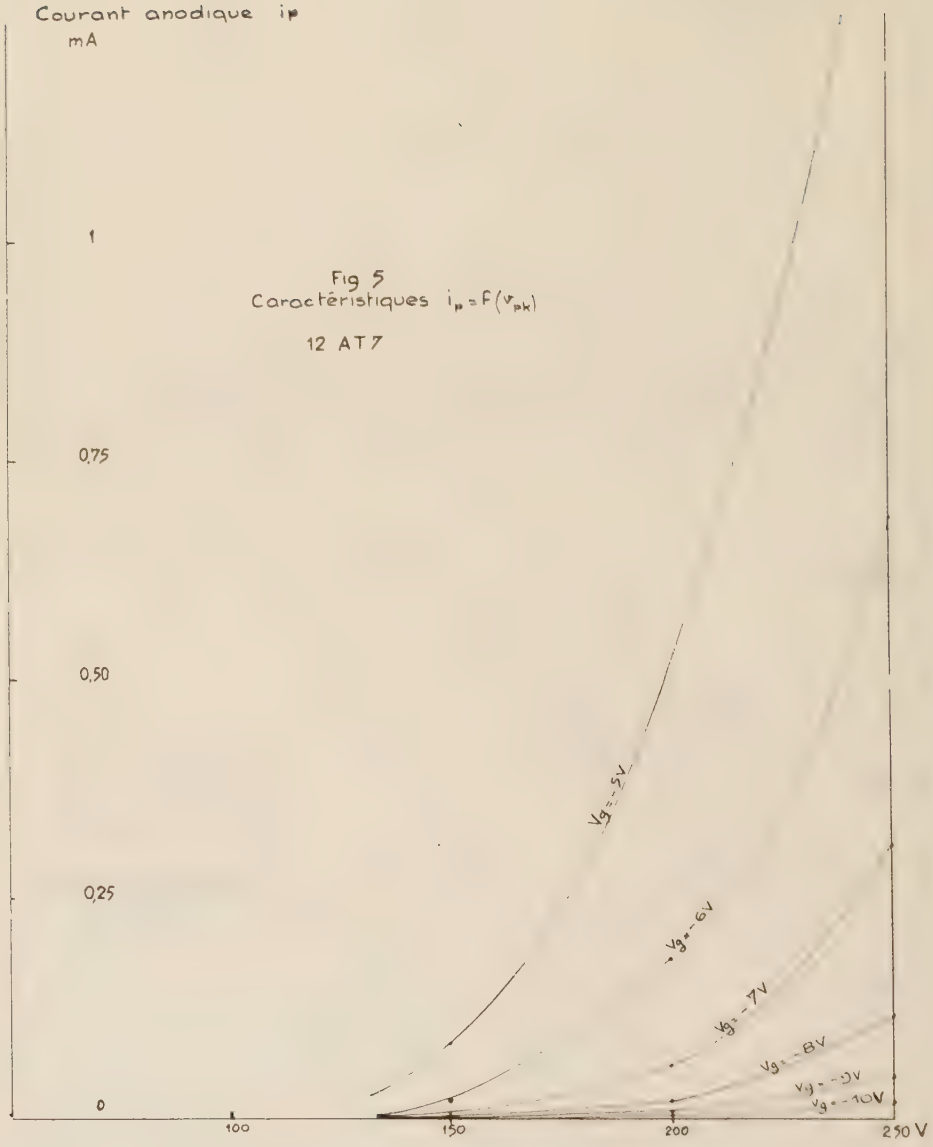


Fig 5
Caractéristiques $i_p = f(v_{pk})$

12 AT 7

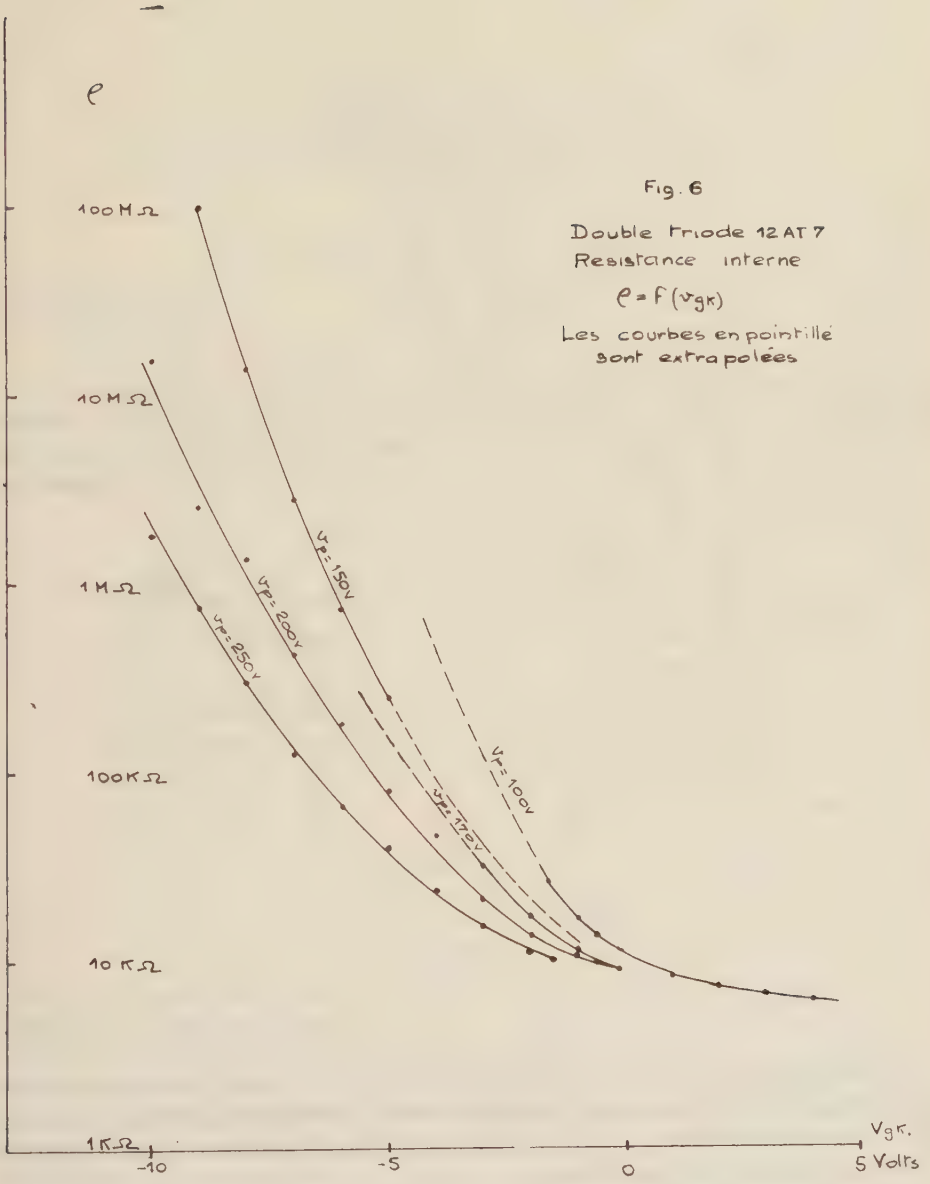


Fig. 6

Double Triode 12 AT 7
Resistance interne
$\rho = f(v_{gk})$
Les courbes en pointillé sont extrapolées

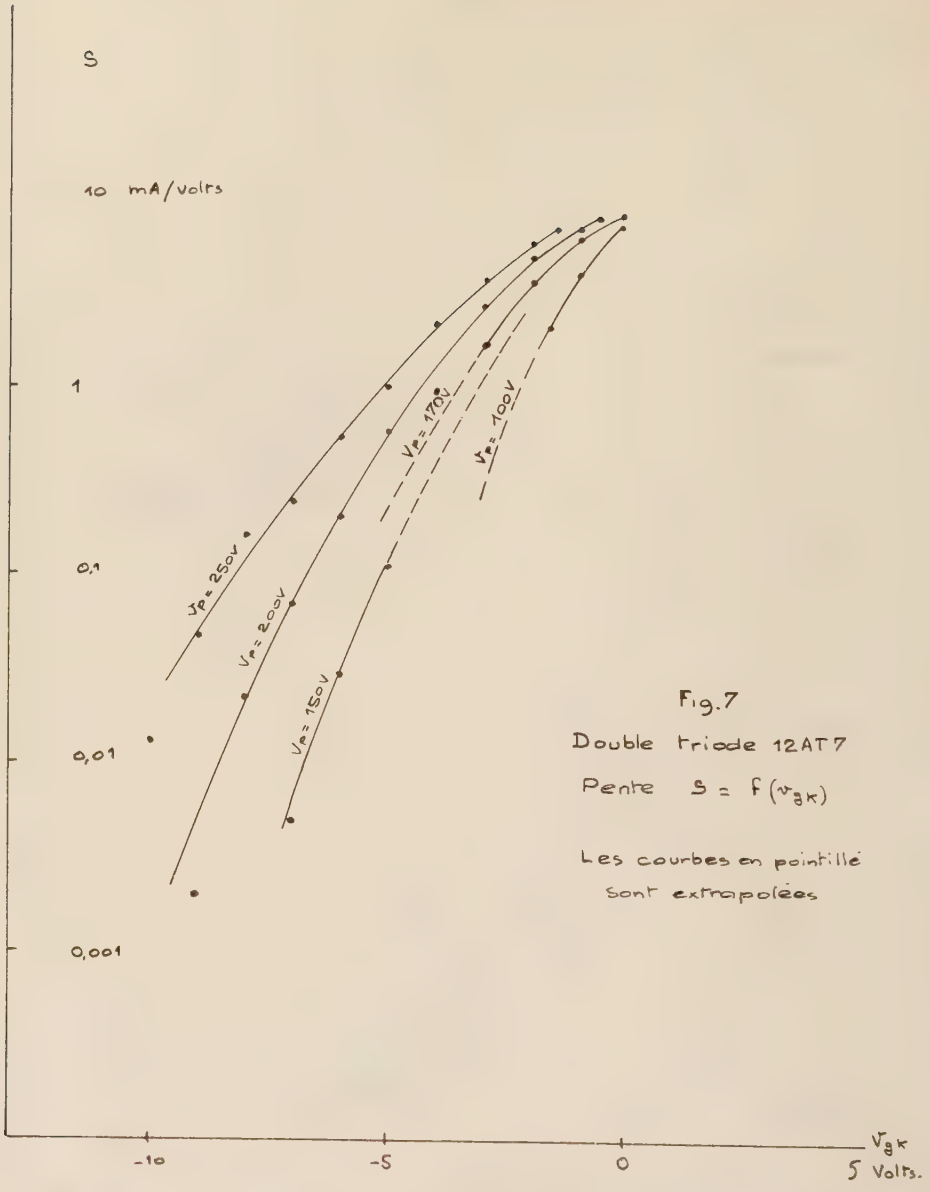


Fig.7
Double triode 12AT7
Pente $S = f(v_{gk})$

Les courbes en pointillé sont extrapolées

Les différentes courbes ci-dessus montrent que le cut-off n'est qu'un aspect schématique du fonctionnement du tube à vide. Il est physiquement inexact de dire qu'un tube se bloque; il ne fait qu'être moins conducteur. Il n'y a pas de discontinuité entre les deux états.

Il est important de préciser ce point car les multivibrateurs ont leur point de fonctionnement situé de part et d'autre du cut-off. L'aspect continu du basculement apparaît clairement dans le cas de la bascule de Schmitt (Cf. § 4.1) : nous avons relevé toute une série de points intermédiaires aux deux états d'équilibre.

III. — COUPLAGE GRILLE-PLAQUE

3.1. BASCULE

La « bascule », appelée aussi Eccles-Jordan, est constituée par deux lampes montées en amplificatrices dont la plaque de chacune est reliée à la grille de l'autre par un pont résistance-capacité, les grilles étant polarisées négativement par rapport aux cathodes (fig. 8).

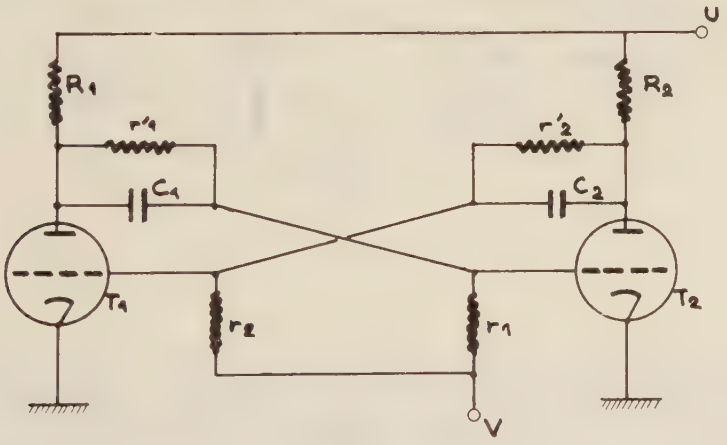


Fig. 8

3.1.1. Fonctionnement

Les deux équilibres stables possibles sont T_1 conduisant et T_2 bloqué, ou T_1 bloqué avec T_2 conduisant. Les valeurs des résistances et des tensions d'alimentation sont en effet telles que la grille du tube qui conduit est au potentiel zéro, tandis que la grille du tube bloqué est maintenue à un potentiel bien inférieur à la tension de blocage.

Pour injecter dans le circuit l'impulsion qui le fera basculer, on peut utiliser une double diode (fig. 9).

La résistance R' étant telle que K_3 soit à un potentiel légèrement supérieur à celui de P_1 et P_2, le circuit est isolé du circuit de déclenchement. Si, au début,

T_1 débite et T_2 est bloqué, la plaque P'_1 est à un potentiel très négatif par rapport à sa cathode K_3, et si on applique en E une impulsion négative, elle ne passe pas. Par contre, T_2 étant bloqué, la plaque P'_2 est à un potentiel légèrement inférieur à celui de sa cathode et l'impulsion négative traverse T_3.

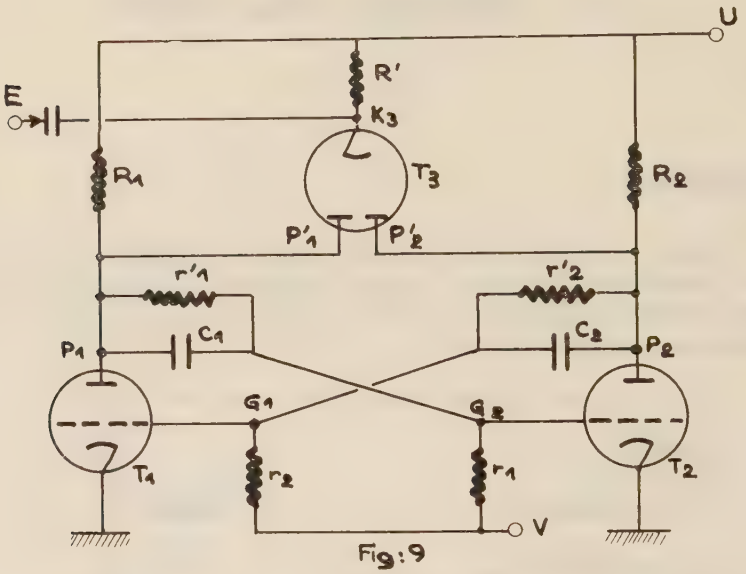


Fig: 9

Sur T_2, cette impulsion n'a aucun effet, puisque ce tube est déjà bloqué; mais par l'intermédiaire du couplage C_2 — R'_2, l'impulsion est appliquée à G_1 dont le potentiel devient négatif, ce qui entraîne une diminution du courant anodique et une montée de la tension plaque. Cette augmentation du potentiel de P_1 est transmise à G_2 par le couplage C_1 — R'_1; v_{g2} monte et T_2 commence à débiter, ce qui fait tomber la tension de P_2. Transmise à G_1, cette baisse de tension vient renforcer l'action de l'impulsion de déclenchement. Ce processus de basculement est très bref et dure moins d'une microseconde. Le nouvel état d'équilibre est stable, le courant à travers R_2, r'_2 et r_2 maintenant G_1 à un potentiel négatif, bien inférieur à la tension de blocage. Le circuit demeurera dans cet état jusqu'à ce qu'une autre impulsion négative vienne provoquer le basculement et le circuit se retrouvera dans son premier état d'équilibre.

En appliquant en E des impulsions négatives de fréquence 10.000 Hz, on obtient les oscillogrammes de la figure 10.

On peut également déclencher la bascule sans utiliser de diode, au moyen de deux condensateurs (fig. 11).

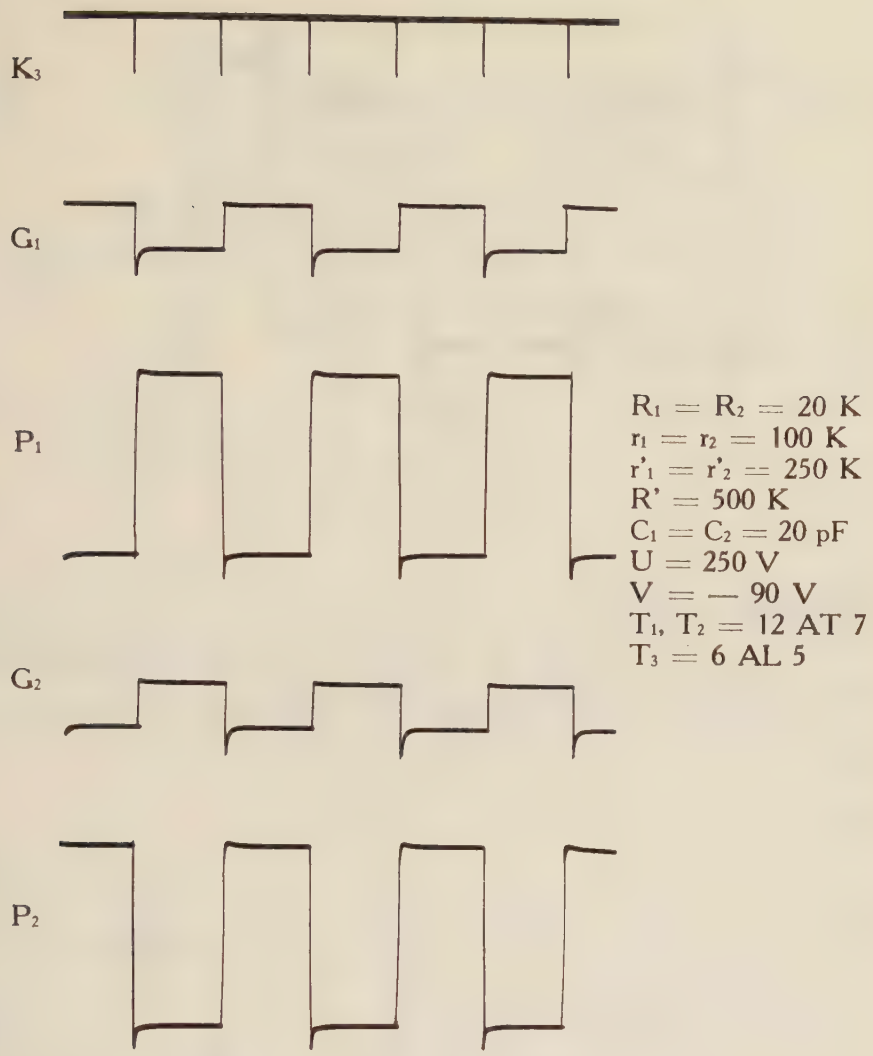


Fig. 10

En dehors du basculement, le courant total est constant puisque l'un des deux tubes conduit et que le circuit est symétrique. On peut donc polariser les grilles en insérant une résistance cathodique commune (fig. 11).

La résistance R_K est découplée par un condensateur convenable qui maintient fixe le potentiel de cathode malgré les basculements. C'est la présence de ce condensateur qui fait la différence essentielle entre ce montage et le trigger de Schmitt.

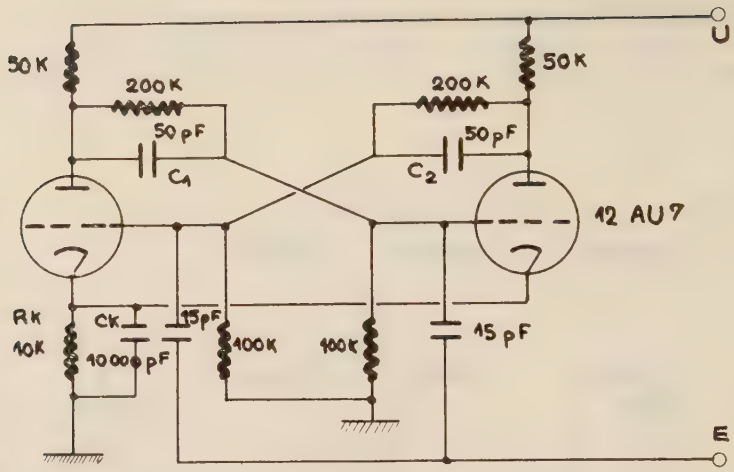


Fig: 11

3.1.2. Etat stable

On se propose de calculer les différentes tensions du circuit durant l'état stable, par exemple T_1 conduisant et T_2 étant bloqué.

En appliquant la loi de Kirchhoff à la maille U-R_2-r'_2-r_2-V (fig. 8), on obtient :

$$v_{p2} = U - \frac{(U - V)\, R_2}{R_2 + r_2 + r'_2} \tag{3.1}$$

$$v_{g1} = \frac{r_2\, v_{p2} + r_2\, V}{r_2 + r'_2} \tag{3.2}$$

Soit, avec les valeurs de la figure 10 :

$$v_{p2} = 232 \text{ V}$$
$$v_{g1} = 1{,}9 \text{ V}$$

En fait, la tension v_{g1}, lorsqu'elle est positive, est nivelée à zéro par le courant grille-cathode, comme le montre l'étude ci-dessous.

Sur le schéma de la figure 12, qui n'est qu'une portion de la figure 8, on a relevé les différentes tensions du circuit en fonction de V (courbes 13). En reportant i_g en fonction de v_g on obtient la courbe de la figure 14. Cette « caractéristique » est indépendante de V, mais dépend de v_p. On remarque que pour $v_g > 0{,}1$ V, l'espace grille-cathode peut être considéré comme une résistance ohmique $\frac{dv_g}{di_g} = \rho_g = 400\ \Omega$

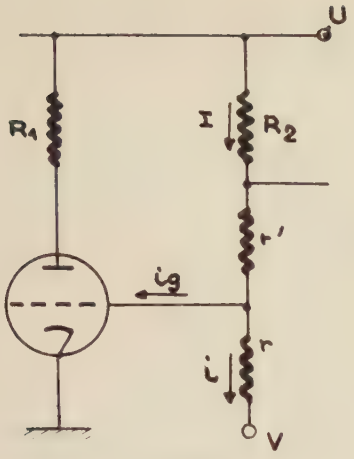


Fig: 12

Les équations du circuit de la figure 12 sont les suivantes :

$$I = i_g + i$$
$$v_g = r\,i + V$$
$$v_g = U - (R_2 + r')\,I$$
$$i_g = f\,(v_g)$$

D'où :

$$(3.3) \qquad i_g = \frac{U}{R_2 + r'} + \frac{V}{r} - \left(\frac{1}{r} + \frac{1}{R_2 + r'} \right) v_g$$

La tension v_g à laquelle s'ajuste la grille est l'abcisse de l'intersection de la courbe de la figure 14 avec la droite de charge d'équation (3.3). Avec les valeurs ci-dessus on obtient :

$$v_{g1} = -\,0{,}1\ V$$

Pour l'autre moitié du circuit, on a (fig. 15) :

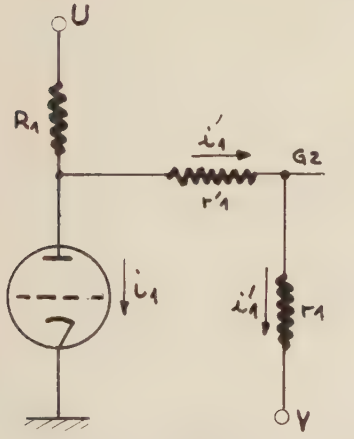


Fig:15

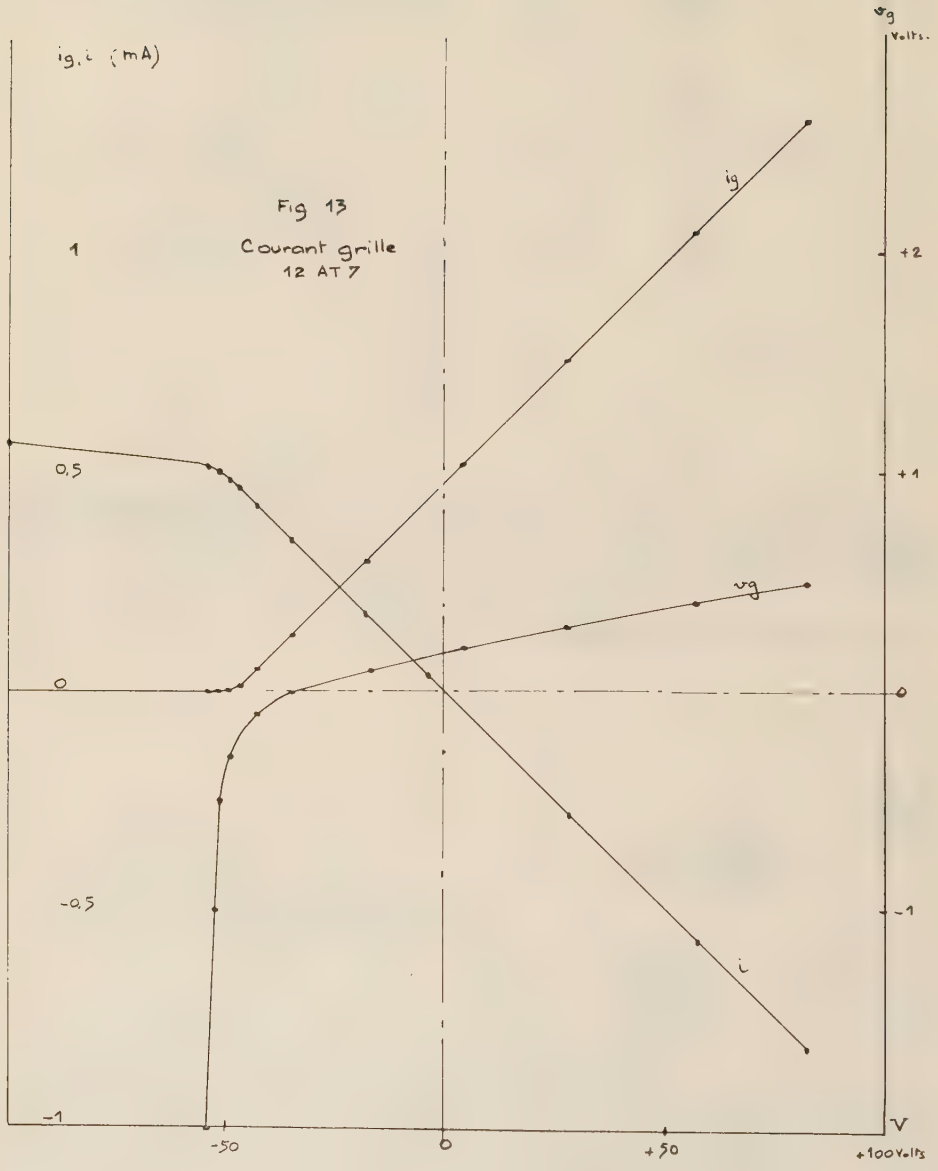
$$v_{p1} = U - R_1\,(i_1 + i'_1)$$
$$v_{p1} = (r_1 + r'_1)\,i'_1 + V$$
$$i_1 = f\,(v_{p1}, v_{g1})$$

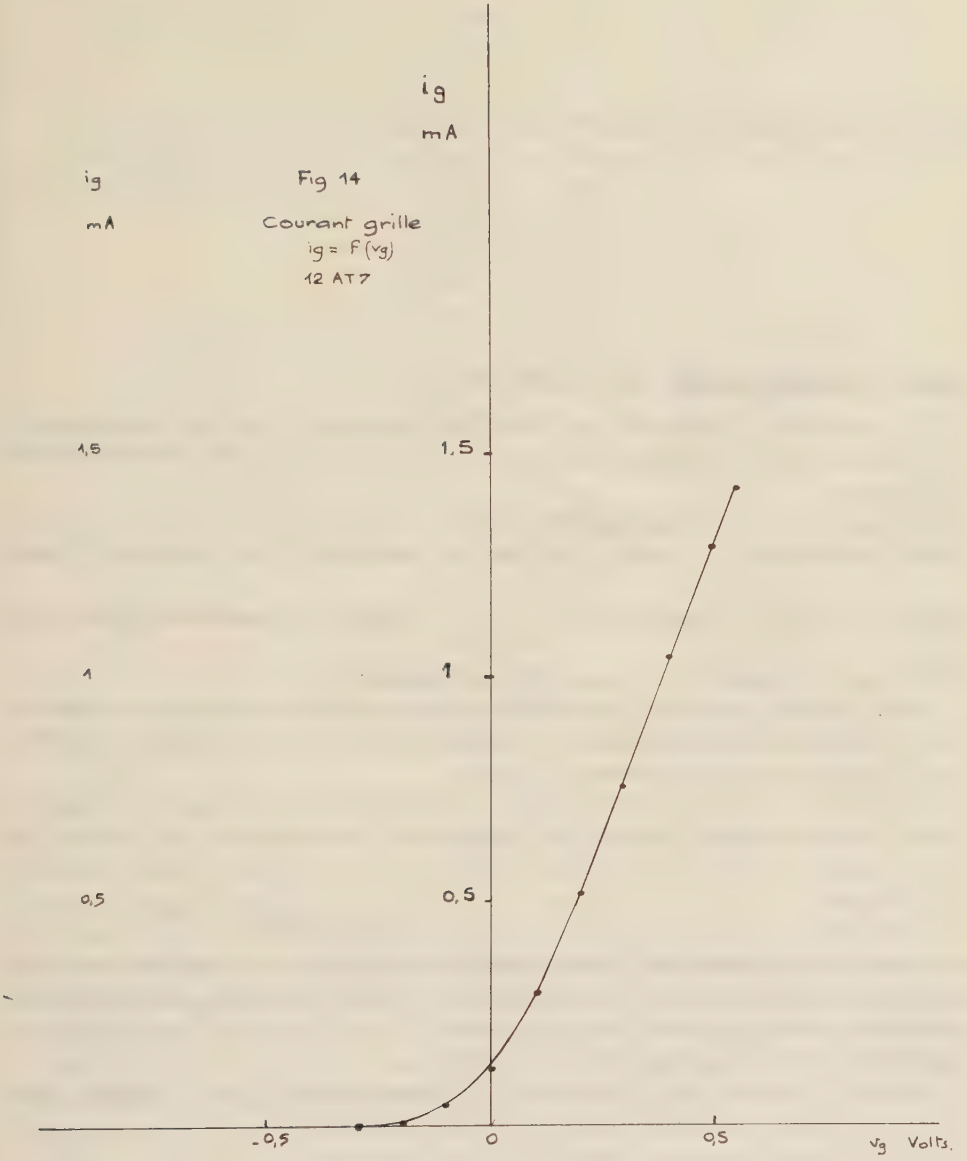
D'où :

$$(3.4) \qquad v_{p1} = U' - R'_1\,i_1$$

avec :

$$(3.5) \qquad U' = U - \frac{(U - V)\,R_1}{R_1 + r_1 + r'_1}$$


ig, i (mA)
Fig 13
Courant grille
12 AT 7
1
0,5
0
-0,5
-1
ig
vg
i
+2
+1
0
-1
Volts.
-50
0
+50
+100 Volts
V



$$(3.6) \qquad R'_1 = \frac{(r_1 + r'_1)\, R_1}{R_1 + r_1 + r'_1}$$

v_{p1} est l'abcisse de l'intersection de la caractéristique $i_p = f(v_p, v_g = 0)$ avec la droite de charge d'équation (3.4).

On a encore :

$$(3.7) \qquad v_{g2} = \frac{r_1\, v_{p1} + r'_1\, V}{r_1 + r'_1}$$

$$i'_1 = \frac{v_{p1} - V}{r_1 + r'_1} \qquad (3.8)$$

Avec les valeurs ci-dessus, on a :

$U' = 232$ V
$R' = 19$ kΩ
$v_{p1} = 92$ V
$i_1 = 7{,}2$ mA
$v_{g2} = -38$ V
$i'_1 = 0{,}5$ mA

3.1.3. Condensateur d'accélération

Le circuit de la figure 8 peut fort bien fonctionner sans les condensateurs C_1 et C_2, mais le fonctionnement serait moins sûr et la durée de basculement plus longue.

Le but de ces condensateurs, en parallèle sur les résistances r', est de transmettre directement à la grille d'un tube les variations de la plaque de l'autre tube et non dans le rapport a $\frac{r}{r + r'}$, la durée de basculement étant plus petite que la constante de temps des condensateurs.

Ainsi, quand la plaque d'un tube descend, la grille de l'autre tube enregistre cette descente et remonte ensuite à la valeur statique du § 3.2 (pointe négative des grilles sur les oscillogrammes).

Quand la plaque d'un tube remonte, sa grille devenant négative, le condensateur maintient positive la grille de l'autre tube (pointe positive des grilles), ce qui provoque une chute de tension importante sur la plaque (pointe négative des plaques).

Dans le cas du circuit de la figure 11, les condensateurs d'accélération ont une fonction supplémentaire. Dans ce montage, en effet, on envoie des impulsions négatives simultanément sur les deux grilles; durant l'impulsion, les deux tubes sont donc bloqués et sans les condensateurs C_1 et C_2 on ne pourrait prévoir lequel des deux états d'équilibre en résulterait.

Avant l'arrivée de l'impulsion, les condensateurs sont chargés sous $v_r - v_g$ Volts, c'est-à-dire, avec les valeurs ci-dessus :

pour C_1 : $v_{p1} - v_{g2} = 130$ V
pour C_2 : $v_{p2} - v_{g1} = 232$ V

Au moment de l'arrivée de l'impulsion, quand T_1 se bloque, la charge des condensateurs maintient les grilles à des potentiels différents, v_{g2} étant moins négatif que v_{g1}. Et à la fin de l'impulsion c'est T_2 qui se mettra à débiter le premier, amorçant ainsi une chute de tension dans R_2 et par suite une polarisation négative de G_1. Ainsi l'indétermination est levée grâce aux condensateurs C_1 et C_2; mais pour cela leur constante de temps ne doit pas être trop petite. En d'autres termes, pour des cadences de basculement élevées, il faudra éviter ce montage et utiliser une diode.

3.2. UNIVIBRATEUR

Le flip-flop à couplage grille-plaque est constitué de deux lampes montées en amplificatrices. L'un des couplages est un pont résistance-capacité, l'autre est une capacité (figure 16).

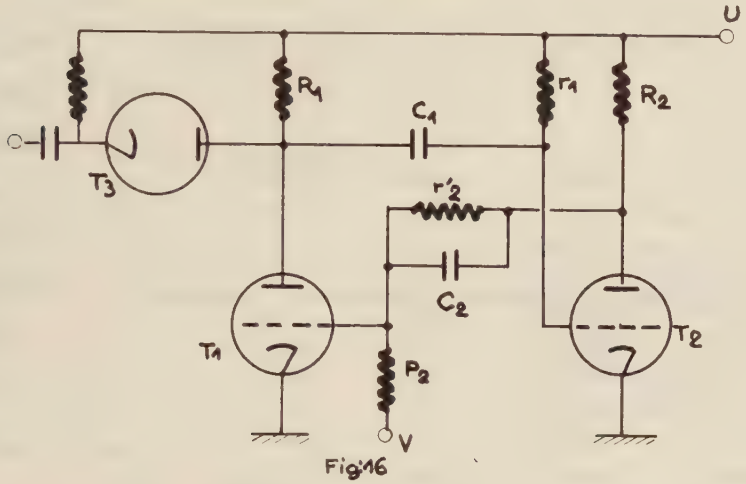


Fig. 16

3.2.1. Fonctionnement

L'état stable est T_1 bloqué et T_2 conduisant. Si, par l'intermédiaire de la diode T_3, on applique une impulsion négative sur P_1, cette impulsion est transmise par C_1 à la grille de T_2 qui se bloque. Cela entraîne une montée du potentiel de P_2 qui, transmise par C_2, maintient positive pendant un court instant la grille G_1 : T_1 débite, T_2 est bloqué. A la fin de l'impulsion, le circuit demeure dans cet état, la grille G_1 étant maintenue à un potentiel positif nivelé à zéro par le courant grille, tandis que la grille G_2 est maintenue à un potentiel très négatif par C_1 qui n'a pas encore eu le temps de se décharger. Ce condensateur se décharge à travers la boucle T_1 P_1 C_1 r_1 U, avec une constante de temps r_1 C_1. La tension v_{g2} monte donc exponentiellement vers U. Quand v_{g2} atteint la tension de blocage — u_0, T_2 commence à débiter, v_{p2} baisse, v_{g1} baisse et v_{p1} monte, ce qui renforce la montée de v_{g2}. Les effets sont cumulatifs : le circuit bascule et revient à son état stable.

Les oscillogrammes (figure 17) ont été relevés sur le circuit de la figure 16, les impulsions de déclenchement ayant une fréquence de 10.000 Hz.

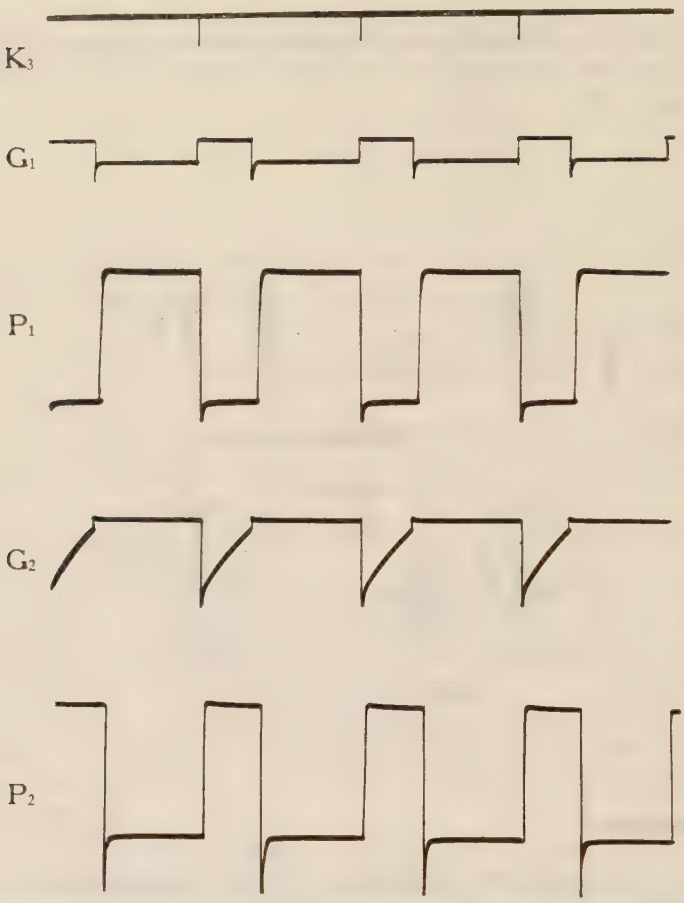


Fig. 17

Les pointes qui apparaissent au moment du rebasculement sont dues à la recharge de C_1. Dès que T_1 est bloqué, v_{p1} remonte vers U, mais cette remontée n'est pas instantanée par suite de la constante de temps de C_1 se rechargeant à travers le circuit U R_1 C_1 G_2 K_2. Le courant de charge provoque une chute de tension à travers l'espace grille-cathode dont la résistance est de l'ordre de 1.000 Ω; ce qui donne pendant un court instant à la grille une tension supérieure à celle de la cathode, c'est-à-dire une pointe. T_2 débite alors au maximum ce qui provoque une pointe négative sur v_{p2} qu'on retrouve sur v_{g1}. Le temps de recharge de C_1 s'appelle temps de résolution.

La résistance r_1 peut être ramenée à la masse comme dans l'Eccles-Jordan; la pente de l'exponentielle de décharge est alors plus faible et la période plus longue.

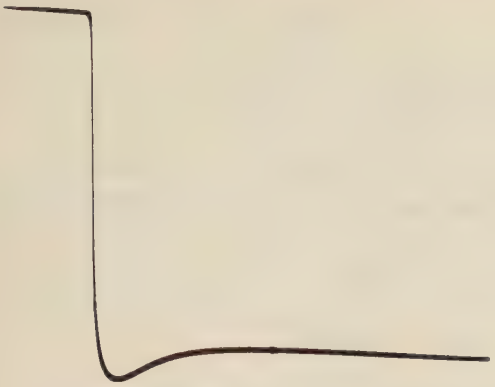


Fig. 18

L'oscillogramme 18 représente le basculement de la plaque P_1; le circuit est celui de la figure 16 :

20 V / div.
1 µs / div.

(1 division de l'écran de l'oscilloscope équivaut à 8 mm).

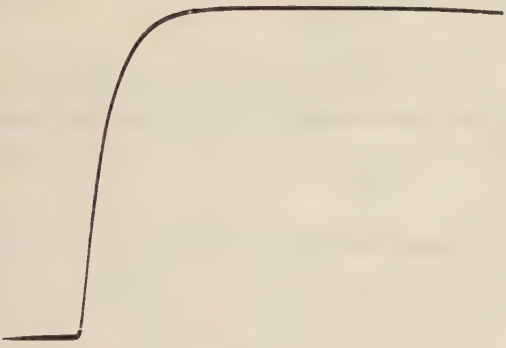


Fig. 19

L'oscillogramme 19 est la remontée de la plaque P_2 lors du basculement. L'oscillogramme est relevé sur le circuit de la figure 16, dans les mêmes conditions que ci-dessus.

3.2.2. Etat stable

L'état stable du circuit est T_1 bloqué et T_2 conduisant. Les tension du circuit sont alors les suivantes :

a) Tension plaque $v_{p1} = U$

b) Tension grille v_{g2} :

Le circuit est le même que celui de la figure 12. Pour $T_2 = 1/2$ 12 AT 7 et $R_2 = 20$ K, on peut utiliser la caractéristique de la figure 14. Les équations de l'équilibre sont :

$$v_{g2} = U - r_1 i_{g2}$$
$$i_{g2} = f(v_{g2}) \qquad (i_{g2} \geqslant 0)$$

v_{g2} est l'abscisse de l'intersection de la courbe de la figure 14 avec la droite de charge :

$$i_{g2} = \frac{U}{r_1} - \frac{v_{g2}}{r_1} \tag{3.9}$$

c) Tension plaque v_{p2} :

Les équations du circuit donnent :

$$v_{p2} = U - R_2 (i_2 + i_{p2})$$

(3.10)
$$v_{p2} = (r_2 + r'_2)\, i_2 + V$$

$$i_{p2} = f (v_{p2}, v_{g2})$$

D'où :

(3.11)
$$v_{p2} = U'_2 - R'_2\, i_{p2}$$

avec :

$$U'_2 = U - \frac{(U - V)\, R_2}{r_2 + r'_2 + R_2}$$

(3.12)
$$R'_2 = \frac{(r_2 + r'_2)\, R_2}{r_2 + r'_2 + R_2}$$

v_{p2} est l'abcisse de l'intersection de la caractéristique $i_{p2} = f (v_{p2}, v_{g2})$ avec la droite de charge d'équation (3.11).

d) Tension grille v_{g1} :

La tension v_{g1} est déterminée par le potentiomètre $r_2 / r_2 + r'_2$:

$$v_{g1} = \frac{r_2\, v_{p2} + r'_2\, V}{r_2 + r'_2}$$

(3.13)
$$i_2 = \frac{v_{p2} - V}{r_2 + r'_2}$$

On donne ci-dessous les valeurs calculées et mesurées pour :

$R_1 = R_2 = 20\ k\Omega$ — $U = 250\ V$

$r_2 = 100\ k\Omega$ — $V = -45\ V$

$r_1 = 1\ M\ \Omega$ — $T_1, T_2 = 12\ AT\ 7$

$r' = 500\ k\Omega$

	Calculé	Mesuré
v_{p1}	250 V	250 V
v_{g2}	+ 0,07 V	+ 0,05 V
i_{g2}	0,25 mA	—
v_{p2}	95 V	91 V
i_{p2}	7,5 mA	—
v_{g1}	— 21,7 V	— 22,5 V
i_2	0,23 mA	—

3.2.3. Etat quasi-stable

Pendant le temps où C_1 se décharge à travers r_1, T_1 conduit et T_2 est bloqué.

a) v_{g1}

La tension v_{g1} se calcule comme pour la bascule. v_{g1} est l'intersection de la caractéristique $i_g = f(v_g)$ avec la droite de charge :

$$(3.14) \qquad i_{g1} = \frac{U}{R_2 + r'_2} + \frac{V}{r_2} - \left(\frac{1}{r_2} + \frac{1}{R_2 + r'_2} \right) v_{g1}$$

b) v_{p2}

v_{p2} est déterminé par le potentiomètre $r'_2 / R_2 + r'_2$:

$$(3.15) \qquad v_{p2} = (U - v_{g1}) \frac{r'_2}{r'_2 + R_2}$$

ou, comme v_{g1} est négligeable devant U :

$$(3.16) \qquad v_{p2} = \frac{r'_2 \, U}{r'_2 + R_2}$$

et :

$$i_2 = \frac{U}{r'_2 + R_2}$$

c) v_{p1}

v_{p1} est l'abcisse de l'intersection de la caractéristique $i_{p1} = f(v_{p1}, v_{g1})$ avec la droite de charge :

$$i_{p1} = \frac{U}{R_1} - \frac{v_{p1}}{R_1}$$

Avec les valeurs du paragraphe ci-dessus, on obtient :

	Calculé	Mesuré
v_{g1}	— 0,13 V	— 0,1 V
i_{g1}	0,03 mA	—
v_{p2}	240 V	240 V
i_2	0,48 mA	—
v_{p1}	97 V	93,5 V
i_{p1}	7,7 mA	—

3.2.4. Durée de l'état quasi-stable

Les calculs de la tension v_{g1} et de la durée de l'état quasi-stable sont analogues à ceux du multivibrateur, § 3.3.2.

3.2.5. Zone de stabilité

Le fonctionnement en univibrateur dépend de la valeur de V. Si V est trop négatif, l'impulsion délivrée par T_2 sera insuffisante pour débloquer T_1 : le circuit ne basculera pas. Si V n'est pas assez négatif, T_2 est susceptible de conduire, même quand T_2 conduit; le circuit fonctionne alors en multivibrateur.

En envoyant sur G_2 des impulsions négatives d'amplitude suffisante pour bloquer T_2 durant la durée de l'impulsion, P_2 délivre alors des impulsions de hauteur $U - v_{p2}$. La polarisation de G_1 doit alors être telle que cette impulsion débloque T_1. La valeur de v_{g1} pendant que T_2 est bloqué doit être supérieure à la tension de blocage de T_1 : $-u_0$

$$v_{g1} > -u_0$$

c'est-à-dire :

$$\frac{r_1 U + (r'_2 + R_2) V}{r_2 + r'_2 + R_2} > -u_0$$

D'où :

$$V > \frac{-(r_2 + r'_2) u_0 - r_2 v_{p2}}{r'_2 + R_2}$$

Cette valeur est une limite absolue : si les impulsions de déclenchement ne bloquent pas complètement T_2, V devra être supérieur à la valeur ci-dessus.

Par ailleurs, T_1 doit rester bloqué quand T_2 conduit, c'est-à-dire que :

$$v_{g1} < -u_0$$

ou :

$$\frac{r_2 v_{p2} + r'_2 V}{r_2 + r'_2} < -u_0$$

v_{p2} étant la valeur de P_2 au cours de l'état stable. D'où :

$$V < \frac{-(r_2 + r'_2) u_0 - r_2 v_{p2}}{r'_2}$$

En résumé, pour que le circuit fonctionne en flip-flop, V doit être compris entre les limites :

$$-\frac{(r_2 + r'_2 + R_2) u_0 + r_2 U}{r'_2 + R_2} < V < -\frac{(r'_2 + r_2) u_0 + r_2 v_{p2}}{r'_2}$$

Avec les valeurs numériques ci-dessus, on trouve :

$$-55{,}2\ V < V < -26{,}2\ V$$

3.3. MULTIVIBRATEUR

Le multivibrateur à couplage grille-plaque est constitué par deux lampes montées en amplificatrices, avec cathodes à la masse, les grilles étant couplées à la plaque de l'autre tube par une capacité (figure 20). C'est le circuit inventé par Abraham et Bloch en 1919.

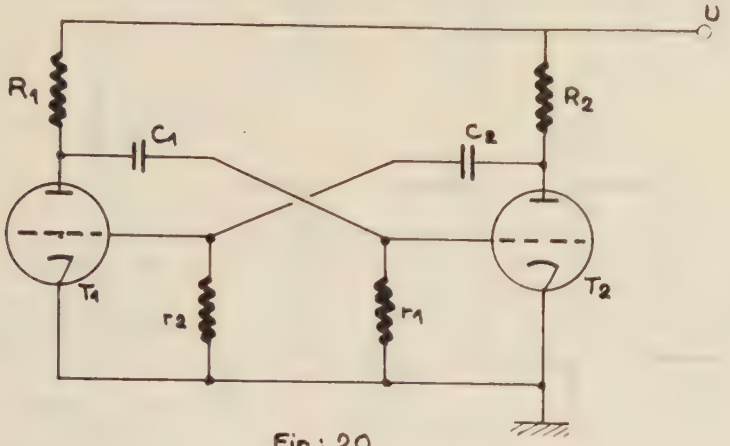


Fig : 20

3.3.1. Fonctionnement

Le multivibrateur consiste en deux flip-flops couplés, l'impulsion de rebasculement de l'un faisant basculer l'autre, et réciproquement. Les résistances de grille peuvent être ramenées à la masse (fig. 20) ou à la haute tension (fig. 21).

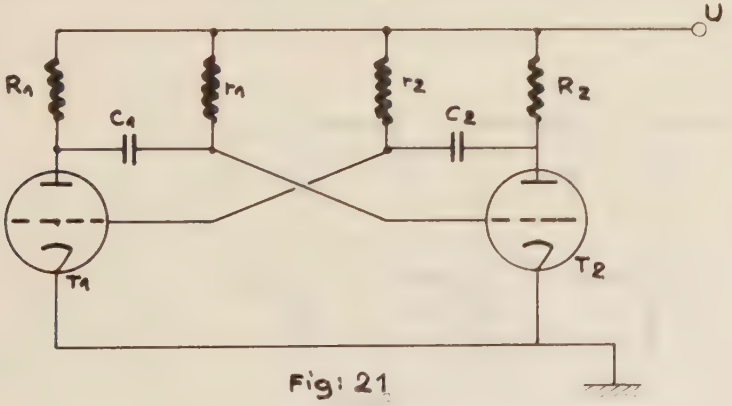


Fig : 21

Pendant l'état quasi-stable où T_1 est bloqué et où T_2 conduit, C_2 se décharge à travers R_2 et r_2 (fig. 20) ou r_2 et T_2 (fig. 21). La tension v_{g1} monte exponentiellement et quand v_{g1} — u_0, T_1 commence à débiter. v_{p1} et v_{g2} baissent

et, par conséquent, v_{p2} et v_{g1} montent : le circuit bascule et se retrouve dans le second état quasi-stable. Les oscillogrammes de la figure 22 ont été relevés sur le circuit de la figure 21.

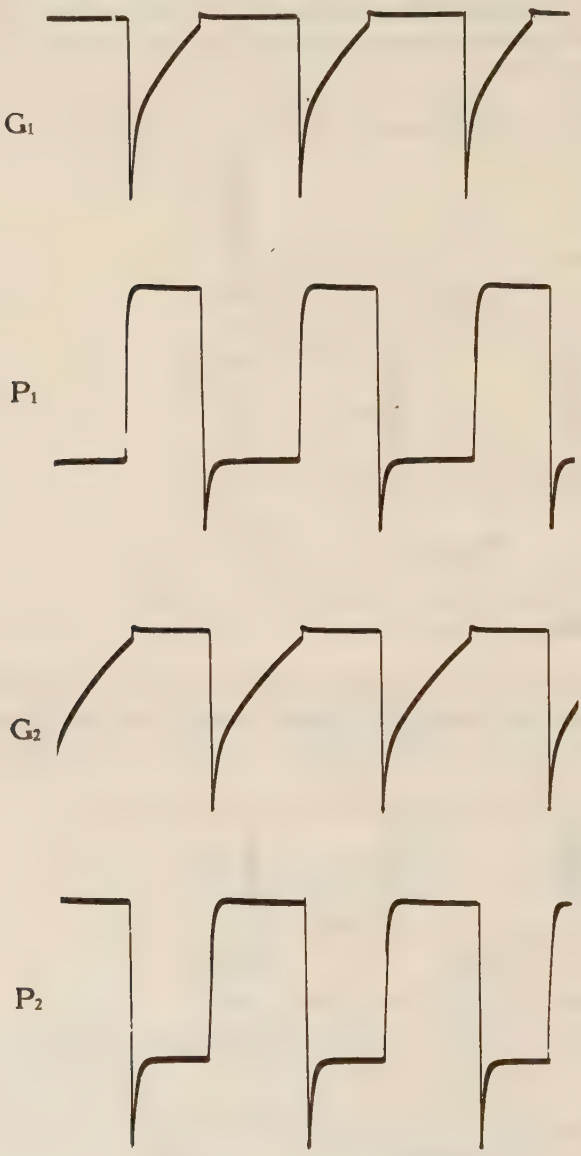


Fig. 22

Comme pour le flip-flop, les pointes sont dues à la recharge des condensateurs C_1 et C_2.

3.3.2. Etude du circuit — Grilles à la haute tension

Les éléments dynamiques du circuit sont les condensateurs C_1 et C_2, dont la charge et la décharge successives constituent les oscillations du circuit.

a) Décharge du condensateur.

A l'instant t = 0, le circuit vient de basculer, T_1 conduit, T_2 est bloqué. Le condensateur C_1 se décharge à travers r_1 et T_1, de résistance interne ρ_1; à l'instant t, C_1 est chargé sous v. Le circuit est alors celui de la figure 23.

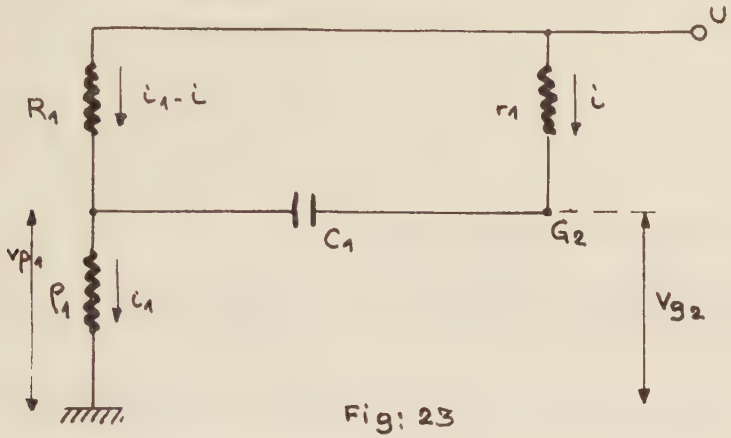


Fig: 23

Les équations du circuit s'écrivent :

$$\begin{aligned} v_{g2} &= U - r\,i \\ v_{p1} &= U - R_1\,(i_1 - i) = \rho_1\,i_1 \quad (1) \\ v &= v_{p1} - v_{g2} \end{aligned} \tag{3.18}$$

$$v = -\frac{1}{C}\int i\,dt$$

D'où :

$$v = -\frac{R\,U}{\rho + R} + \left(r + \frac{\rho\,R}{\rho + R}\right) i$$

$$t = -\theta \int \frac{dv}{v + \dfrac{R\,U}{\rho + R}}$$

avec :

$$\theta = C\left(r + \frac{\rho\,R}{\rho + R}\right) \tag{3.19}$$

(1) Voir note, page 40.

On en déduit :

$$(3.20) \qquad v = -\frac{RU}{\rho + R} + \left(v_0 + \frac{RU}{\rho + R} \right) e^{-\frac{t}{\theta}}$$

v_0 étant la valeur de v à l'instant $t = o$.

$$(3.21) \qquad v_{g2} = U - \frac{rC}{\theta} \left(v_0 + \frac{RU}{\rho + R} \right) e^{-\frac{t}{\theta}}$$

$$(3.22) \qquad v_{p1} = \frac{\rho U}{\rho + R} + \frac{\rho R}{\rho R + rR + \rho r} \left(\frac{RU}{\rho + R} + v_0 \right) e^{-\frac{t}{\theta}}$$

b) Charge du condensateur

Simultanément, dans l'autre portion du circuit, C_2 se charge à travers R_2 et la résistance grille-cathode de T_1.

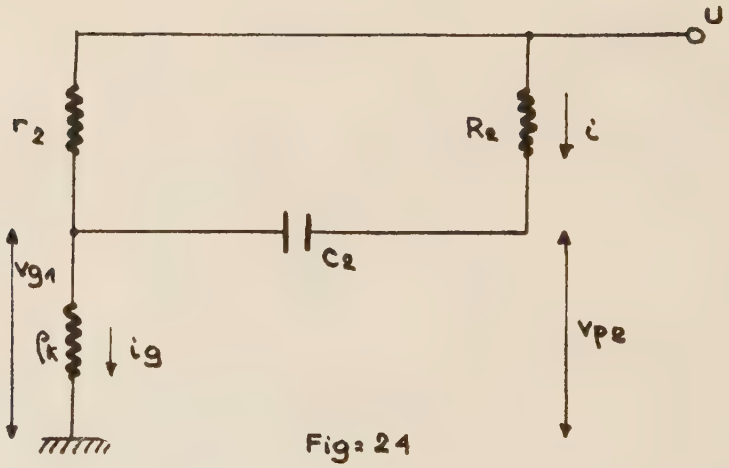


Fig. 24

Les équations du circuit s'écrivent, en supposant la résistance grille-cathode constante et égale à ρ_K :

$$v_{g1} = U - r_2 (i_g - i) = \rho_k i_g \text{ (1)}$$

$$(3.23) \qquad v_{p2} = U - R_2 i$$

$$v = v_{p2} - v_{g1} = \frac{1}{C} \int i \, dt$$

(1) Voir note, page 40.

D'où :

$$v = U - (U - v'_0)\, e^{-\frac{t}{\theta'}} \tag{3.24}$$

avec :

$$\theta' = C\,(R + \rho_K)$$

et v'_0 étant la valeur de v pour $t = o$.

De même :

$$v_{g1} = \frac{\rho_K}{R + \rho_K}\,(U - v'_0)\, e^{-\frac{t}{\theta'}} \tag{3.26}$$

$$v_{p2} = U - \frac{R}{R + \rho_K}\,(U - v'_0)\, e^{-\frac{t}{\theta'}} \tag{3.27}$$

c) Période des oscillations.

Il s'écoule une demi-période $\frac{T}{2}$ entre le basculement et l'instant où v_{g2} atteint la tension de blocage $— u_0$:

$$— u_0 = U - \frac{r\,C}{\theta}\left(v_0 + \frac{R\,U}{\rho + R}\right) e^{-\frac{T}{2\theta}}$$

d'où :

$$T = 2\,\theta\,\mathrm{Log}\,\frac{\frac{r\,C}{\theta}\left(v_0 + \frac{R\,U}{\rho + R}\right)}{U + u_0} \tag{3.28}$$

Nous allons maintenant éliminer des relations ci-dessus v_0 et v'_0 qui sont inconnus.

Posons :

$$v_0 = (1 - k)\,U \qquad (0 \leqslant k < 1) \tag{3.29}$$

La tension aux bornes du condensateur étant v'_0 au début de la charge, c'est-à-dire à la fin de la décharge du demi-cycle précédent, on a, d'après la relation (3.20) :

$$v'_0 = -\frac{R\,U}{\rho + R} + \left(v_0 + \frac{R\,U}{\rho + R}\right) e^{-\frac{T}{2\theta}}$$

De même, d'après l'équation (3.24) :

$$v_0 = U - (U - v'_0)\ e^{-\frac{T}{2\theta'}}$$

En éliminant v_0 et v'_0, il vient :

$$(3.30) \qquad k = \frac{\rho + 2R}{\rho + R} \frac{1 - \exp\left(-\frac{T}{2\theta}\right)}{\exp\left(\frac{T}{2\theta'}\right) - \exp\left(-\frac{T}{2\theta}\right)}$$

D'où :

$$(3.31) \qquad T = 2\theta\ \text{Log}\ H \frac{1 - \exp\left(-\frac{T}{2\theta'}\right)}{1 - \exp\left(-\frac{T}{2\theta} - \frac{T}{2\theta'}\right)}$$

en posant :

$$(3.32) \qquad H = \frac{U}{U + u_0} \frac{r(\rho + 2R)}{rR + \rho r + \rho R}$$

En remarquant que (3.31) peut s'écrire :

$$H = \frac{1 - \exp\left(\frac{T}{2\theta} + \frac{T}{2\theta'}\right)}{1 - \exp\left(\frac{T}{2\theta'}\right)}$$

on a :

$$(3.33) \qquad T = 2\theta\ \text{Log}\ H \left(1 + \frac{1 - H}{H} e^{-\frac{T}{2\theta'}}\right)$$

En première approximation H peut s'écrire :

$$H = \frac{\rho + 2R}{\rho + R}$$

et est donc indépendant de r et C. T dépend donc du facteur

$e^{-\frac{T}{2\theta'}}$ qui a pour valeur :

$$e^{-\frac{T}{2\theta'}} = e^{-\frac{\theta}{\theta'}\,\mathrm{Log}\,H} = e^{-\frac{r}{R}\,\mathrm{Log}\,H}$$

Si r est choisi grand devant R, le terme $e^{-\frac{T}{2\theta'}}$ est nul et T s'écrit :

$$T = 2\,\theta\,\mathrm{Log}\,H \tag{3.34}$$

Nous allons écrire les différentes tensions du circuit en fonction de T, θ et θ' seulement :

$$v_{g2} = U - (U + u_0)\, e^{+\frac{T}{2\theta}}\, e^{-\frac{t}{\theta}} \tag{3.35}$$

$$v_{p1} = \frac{\rho\, U}{\rho + R} + \frac{R}{r}\,\frac{\rho}{\rho + R}\,(U + u_0)\, e^{+\frac{T}{2\theta}}\, e^{-\frac{t}{\theta}} \tag{3.36}$$

$$v_{g1} = \frac{\rho}{R + \rho_K}\,\frac{\rho + 2R}{\rho + R}\,\frac{H - 1}{H}\,U\, e^{-\frac{t}{\theta'}} \tag{3.37}$$

$$v_{p2} = U - \frac{R}{R + \rho_K}\,\frac{\rho + 2R}{\rho + R}\,\frac{H - 1}{H}\,U\, e^{-\frac{t}{\theta'}} \tag{3.38}$$

Si r est grand devant R, $e^{+\frac{T}{2\theta}} = H$; si, de plus, on néglige $\frac{\rho}{r}$ devant 1, les relations peuvent s'écrire :

$$v_{g2} = U - (U + u_0)\, H\, e^{+\frac{t}{\theta}} \tag{3.39}$$

$$v_{p1} = \frac{\rho\, U}{\rho + R} + \frac{R}{r}\,\frac{\rho}{\rho + R}\,(U + u_0)\, H\, e^{+\frac{t}{\theta}} \tag{3.40}$$

$$(3.41) \qquad v_{g1} = \frac{C\,\rho_K}{\theta'} \left(\frac{R\,U}{\rho + R} - u_0 \right) e^{-\frac{t}{\theta'}}$$

$$(3.42) \qquad v_{p2} = U - \frac{C\,R}{\theta'} \left(\frac{R\,U}{\rho + R} - u_0 \right) e^{-\frac{t}{\theta'}}$$

d) Pointes.

En réalité, les relations (3.39) et (3.40) ci-dessus sont inexactes. On a écrit que $v_{p1} = \rho_1\, i_1$, ce qui n'est vrai que si $v_{g1} = 0$. Or, v_{g1} étant positif pendant la charge de C, v_{p1} subit de ce fait une chute de tension notable qui est transmise à v_{g2} par C_1.

Ce phénomène est non-linéaire, les caractéristiques du tube étant fortement courbées dans la région intéressée. Nous allons rendre linéaire l'équation différentielle en intégrant sur des intervalles suffisamment petits pour que ρ et μ puissent y être considérés constants. La courbe intégrale est obtenue point par point.

Pendant la décharge de C, les paramètres du circuit sont liés par les relations :

$$v = v_{p1} - v_{g2}$$
$$v_{p1} = U - (i_1 - i)\,R$$
$$v_{g2} = U - r_1\, i$$

$$(3.43) \qquad i_1 = \frac{1}{\rho}\, v_{p1} + \frac{\mu}{\rho}\, v_{g1}$$

$$v_{g1} = \frac{C\,\rho_K}{\theta'} \left(\frac{R\,U}{\rho + R} - u_0 \right) e^{-\frac{t}{\theta'}}$$

$$C\,dv = -\,i\,dt$$

D'où on tire :

$$(3.44) \qquad \frac{dv_{g2}}{dt} + \frac{1}{\theta}\, v_{g2} = \frac{U}{\theta} + \mu\, \frac{r\,C}{\theta}\, \frac{R}{\rho + R}\, \frac{C\,\rho_K}{\theta'^2} \left(\frac{R\,C}{\rho + R} - u_0 \right) e^{-\frac{t}{\theta'}}$$

avec :

$$\theta = \left(r + \frac{\rho\,R}{\rho + R} \right) C$$

et, après intégration :

$$(3.45) \qquad v_{g2} = U + K\, e^{-\frac{t}{\theta}} - \mu \frac{r\,C}{\theta - \theta'} \frac{R}{\rho + R} v_{g1}$$

En considérant que $v = U$ pour $t = O$, il vient :

$$(3.46) \qquad K = -\frac{r}{r R + \rho r + \rho R} \left[(\rho + 2R)\, U + \mu R \frac{\theta'}{\theta - \theta'} v_{g1} \right]$$

On a de même :

$$(3.47) \qquad v_{p1} = \frac{\rho}{\rho + R} \left(U \frac{R}{r} - K\, e^{-\frac{t}{\theta}} \frac{\mu}{\rho} - R \frac{r C - \theta'}{\theta - \theta'} v_{g1} \right)$$

$$(3.48) \qquad v = -\frac{R\,U}{\rho + R} - \frac{\theta}{r\,C} K\, e^{-\frac{t}{\theta}} + \mu \frac{R}{\rho + R} \frac{\theta'}{\theta - \theta'} v_{g1}$$

Les valeurs à attribuer à ρ et μ dans les relations (3.45) et 3.48) sont celles qui correspondent aux valeurs de v_{g1} et v_{p1} dans ces mêmes relations.

e) Exemple numérique

Les valeurs numériques sont celles utilisées pour relever les oscillogrammes de la figure 22 :

$r_1 = r_2 = 1$ M Ω — $T_1, T_2 = 12$ AT 7
$R_1 = R_2 = 15$ kΩ — $U = 250$ V
$C_1 = C_2 = 100$ pF

Des caractéristiques du tube, on déduit ses paramètres internes :

$\rho = 10$ kΩ pour $v_p = 100$ V et $v_g = 0$ V
$\rho_K = 0{,}4$ kΩ pour $v_p = 100$ V et $v_{gK} > 0{,}1$ V
$u_0 = 6$ V pour $v_p = 250$ V

On obtient les valeurs suivantes :

$H = 1{,}55$ (3.32)
$\theta = 100{,}6$ µs (3.19)
$\theta' = 1{,}54$ µs (3.25)
$T = 88{,}8$ µs (3.33)

$$v_{g2} = 250 - 398\, e^{-\frac{t}{\theta}} \qquad (3.39)$$

$$v_{p1} = 100 + 2{,}39\ e^{-\frac{t}{\theta}} \qquad (3.40)$$

$$v_{g1} = 3{,}71\ e^{-\frac{t}{\theta'}} \qquad (3.37)$$

$$v_{p2} = 250 - 139\ e^{-\frac{t}{\theta'}} \qquad (3.38)$$

Les courbes représentatives sont données par les figures 25 et 26.

Les équations (3.37), (3.45), (3.38) et (3.47) donnant respectivement v_{g1}, v_{g2}, v_{p2} et v_{p1} en tenant compte des pointes sont représentées par les courbes 27 et 28.

On remarque que, sur les deux séries de courbes, la période est identique : les « pointes » n'affectent pas la période.

On notera la bonne concordance des courbes 27 et 28 avec les oscillogrammes de la figure 22.

*
**

NOTE 1. — L'écriture $v_{p1} = \rho_1\ i_1$ de l'équation (3.18) est un artifice de calcul. En effet, on devrait normalement écrire :

$$dv_{p1} = \rho_1\ di_1$$

On trouverait alors :

$$v_{g2} = U - \frac{rC}{\theta}\left(v_0 + \frac{RU}{\rho_0 + R}\right) e^{-\frac{t}{\theta}}$$

$$v_{p1} = \frac{\rho_0 U}{\rho_0 + R} + \frac{\rho_0 + R}{\rho + R}\,\frac{\rho_0 R}{\rho_0 R + rR + \rho_0 r}\left(v_0 + \frac{RU}{\rho_0 + R}\right) e^{-\frac{t}{\theta}}$$

avec $\rho_0 = \dfrac{v_{p0}}{i_{10}}$

Pour les valeurs de l'exemple numérique, l'erreur introduite est d'environ 3 % sur le coefficient de l'exponentielle de v_{g2} et de v_{p1}, et d'environ 10 % sur le premier terme de v_{p1}.

La simplification est donc acceptable, pour des calculs suffisamment compliqués par ailleurs.

NOTE 2. — On simplifie notablement les calculs en supposant ρ_K constant, comme on l'a fait en écrivant les relations (3.23). L'erreur introduite est sans importance : on voit, dans le cas de la figure 14, que ρ_K est constant pour $v_g < 0{,}1$ volt.

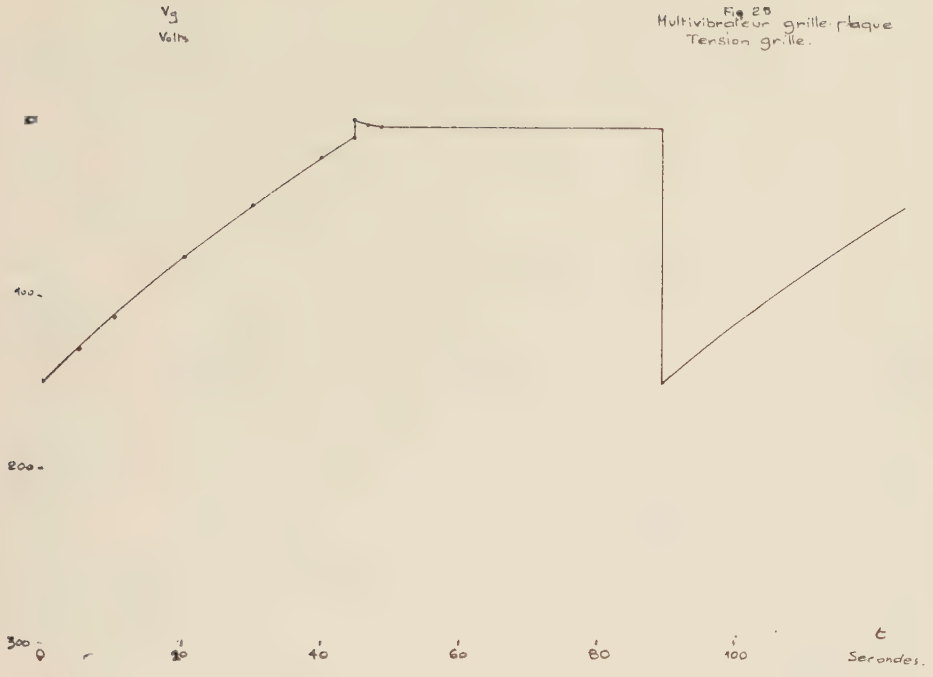


Fig 25
Multivibrateur grille-plaque
Tension grille.

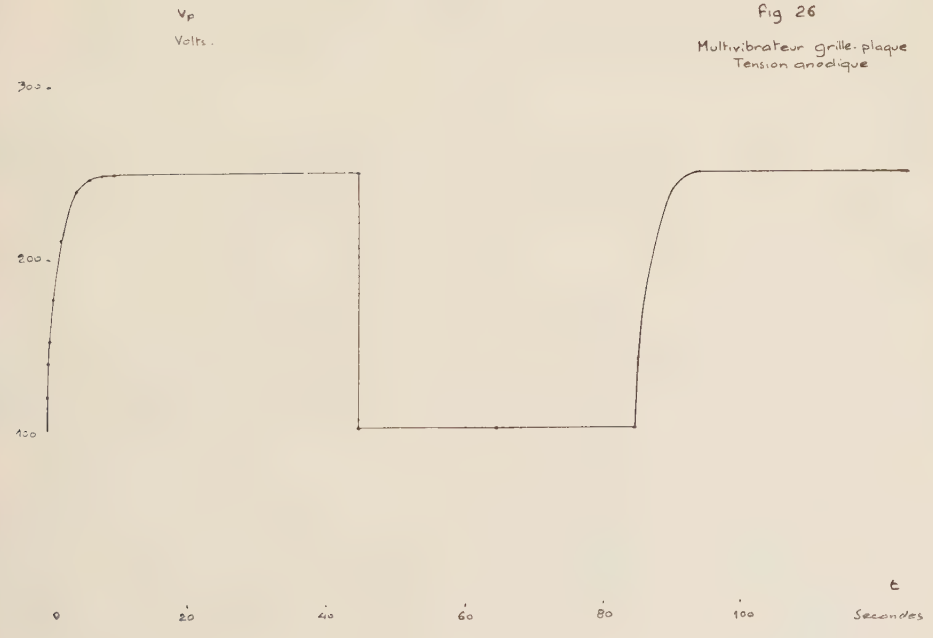


Fig 26
Multivibrateur grille-plaque
Tension anodique

Fig. 27
Multivibrateur grille-plaque
Tension grille avec pointes.

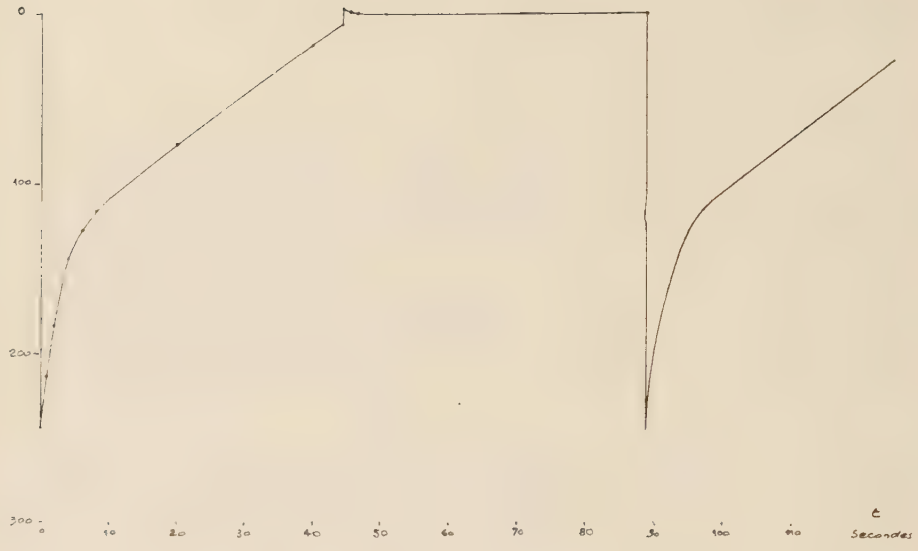
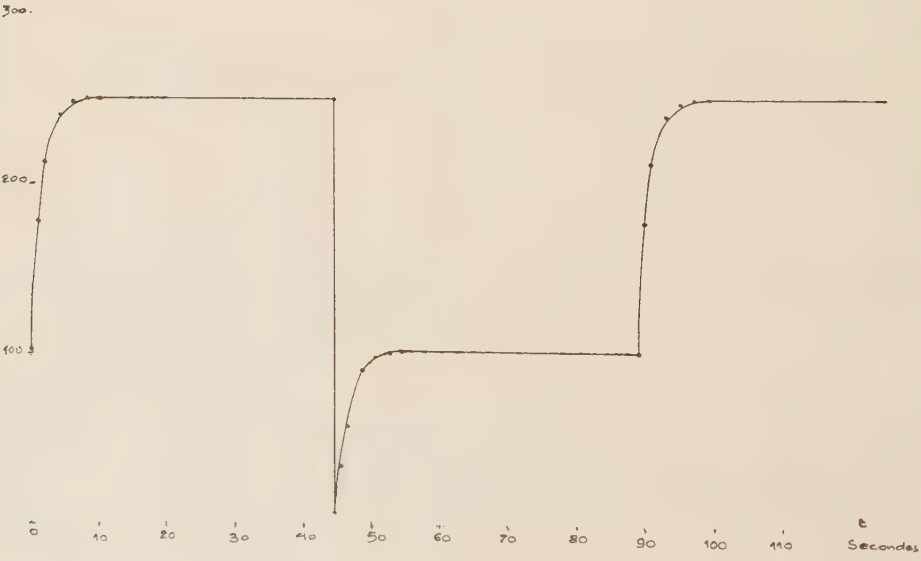


Fig. 28
Multivibrateur grille-plaque
Tension anodique avec pointes.



3.3.3. Etude du circuit — Grilles à la masse

Les méthodes de calcul sont identiques à celles indiquées au § 3.3.2. Nous ne donnons ci-dessous que les résultats essentiels.

a) Décharge du condensateur.

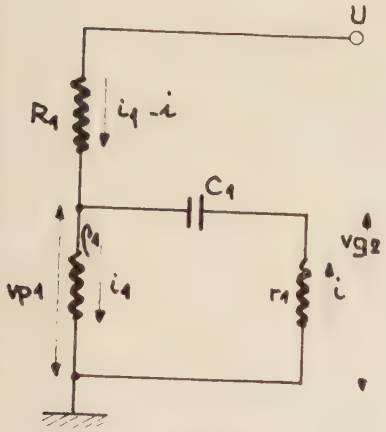


Fig: 29

Equations du circuit :

$$v_{g2} = r\ i$$

$$v_{p1} = U - R\ (i_1 - i) = \rho_1\ i_1 \qquad (3.49)$$

$$v = v_{p1} - v_{g2}$$

$$v = -\frac{1}{C}\int i\ dt$$

D'où :

$$v = \frac{\rho\ U}{\rho + R} + \left(r + \frac{\rho\ R}{\rho + R} \right) i$$

$$(3.50) \qquad v = \frac{\rho\ U}{\rho + R} + \left(v_0 - \frac{\rho\ U}{\rho + R} \right) e^{-\frac{t}{\theta}}$$

avec :

$$v = v_0 \quad \text{pour} \quad t = 0$$

$$(3.51) = (3.19) \qquad \theta = C \left(r + \frac{\rho\ R}{\rho + R} \right)$$

D'où :

$$(3.52) \qquad v_{g2} = \frac{r\ C}{\theta} \left(\frac{\rho\ U}{\rho - R} - v_0 \right) e^{-\frac{t}{\theta}}$$

$$(3.53) \qquad v_{p1} = \frac{\rho U}{\rho + R} - \frac{\rho R}{rR + \rho r + \rho R}\left(\frac{\rho U}{\rho + R} - v_0 \right) e^{-\frac{t}{\theta}}$$

b) Charge du condensateur.

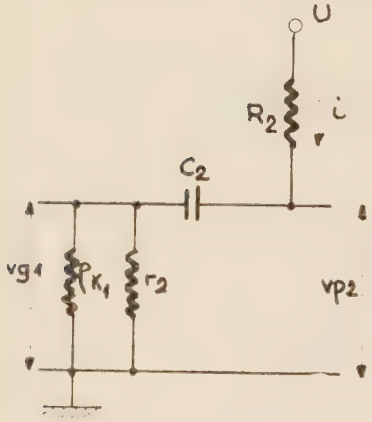


Fig: 30

Equations du circuit :

$$\begin{aligned} v_{g1} &= \rho_K \, i \\ v_{p2} &= U - R\, i \\ v &= v_{p2} - v_{g1} \\ v &= \frac{1}{C} \int i \, dt \end{aligned} \qquad (3.54)$$

D'où :

$$(3.55) = (3.24) \qquad v = U - (U - v'_0)\, e^{-\frac{t}{\theta'}}$$

avec :

$$(3.56) = (3.25) \qquad \theta' \quad C\,(R + \rho_K)$$

$$v = v'_0 \quad \text{pour} \quad t = 0$$

$$(3.57) = (3.26) \qquad v_{g1} = \frac{\rho_K}{R + \rho_K}\,(U - v'_0)\, e^{-\frac{t}{\theta'}}$$

$$(3.58) = (3.27) \qquad v_{p2} = U - \frac{R}{R + \rho_K}\,(U - v'_0)\, e^{-\frac{t}{\theta'}}$$

c) Période des oscillations.

$$(3.59) \qquad T = 2\,\theta \,\mathrm{Log}\, \frac{r\,C}{u_0\,\theta}\left(v_0 - \frac{\rho U}{\rho + R} \right)$$

ou :

$$T = 2\theta \operatorname{Log} H \frac{1 - \exp\left(-\frac{T}{2\theta'}\right)}{1 - \exp\left(-\frac{T}{2\theta} - \frac{T}{2\theta'}\right)} \tag{3.60}$$

ou :

$$T = 2\theta \operatorname{Log} H \left(1 + \frac{1-H}{H} e^{-\frac{T}{2\theta'}}\right) \tag{3.61}$$

avec :

$$H = \frac{U}{u_0} \frac{rR}{rR + \rho r + \rho R} \tag{3.62}$$

Si r est grand devant R, $e^{-\frac{T}{2\theta'}}$ est nul et :

$$T = 2\theta \operatorname{Log} H \tag{3.63}$$

On peut écrire :

$$v_{g2} = -u_0 e^{+\frac{T}{2\theta}} e^{-\frac{t}{\theta}} \tag{3.64}$$

$$v_{p1} = \frac{\rho U}{\rho + R} + \frac{R}{r} \frac{\rho u_0}{\rho + R} e^{+\frac{T}{2\theta}} e^{-\frac{t}{\theta}} \tag{3.65}$$

et si r est grand devant R :

$$v_{g2} = -u_0 H e^{-\frac{t}{\theta}} \tag{3.66}$$

$$v_{p1} = \frac{\rho U}{\rho + R} + \frac{\rho R u_0}{r(\rho + R)} H e^{-\frac{t}{\theta}} \tag{3.67}$$

On obtient de même :

$$v_{g1} \frac{RU}{\rho + R} \frac{\rho_K}{R + \rho_K} \frac{H}{H} e^{-\frac{t}{\theta'}} \tag{3.68}$$

$$v_{p2} = U - \frac{R}{R + \rho_K} \frac{RU}{\rho + R} \frac{H - 1}{H} e^{-\frac{t}{\theta'}} \tag{3.69}$$

d) Exemple numérique.

Avec les valeurs numériques du § ci-dessus, on a :

$$\theta = 100{,}6 \ \mu s$$
$$\theta' = 1{,}54 \ \mu$$
$$H = 24{,}9$$
$$T = 646 \ \mu s$$

$$v_{g1} = 3{,}74 \ e^{-\frac{t}{\theta'}}$$

$$v_{g2} = - 149{,}4 \ e^{-\frac{t}{\theta}}$$

$$v_{p1} = 100 + 0{,}896 \ e^{-\frac{t}{\theta}}$$

$$v_{p2} = 250 - 140{,}2 \ e^{-\frac{t}{\theta'}}$$

3.3.4. Remarques.

Pour diminuer la durée de la recharge du condensateur (temps de recouvrement), il faut prendre C et R petits. Pour une constante de temps $\theta \neq r\,C$ donnée, on peut diminuer C au profit de r. Le condensateur se décharge à travers r et se recharge à travers R.

Le circuit grilles à la masse, pour les mêmes valeurs des composants, a une période beaucoup plus longue que le circuit grilles à la haute tension. La durée de la recharge de C en est relativement diminuée. L'inconvénient de ce circuit est que la courbe de décharge de C a une tangente horizontale juste avant le basculement; il suffit d'une très faible variation de l'un des paramètres du circuit pour hâter ou retarder le basculement. La période n'est pas stable.

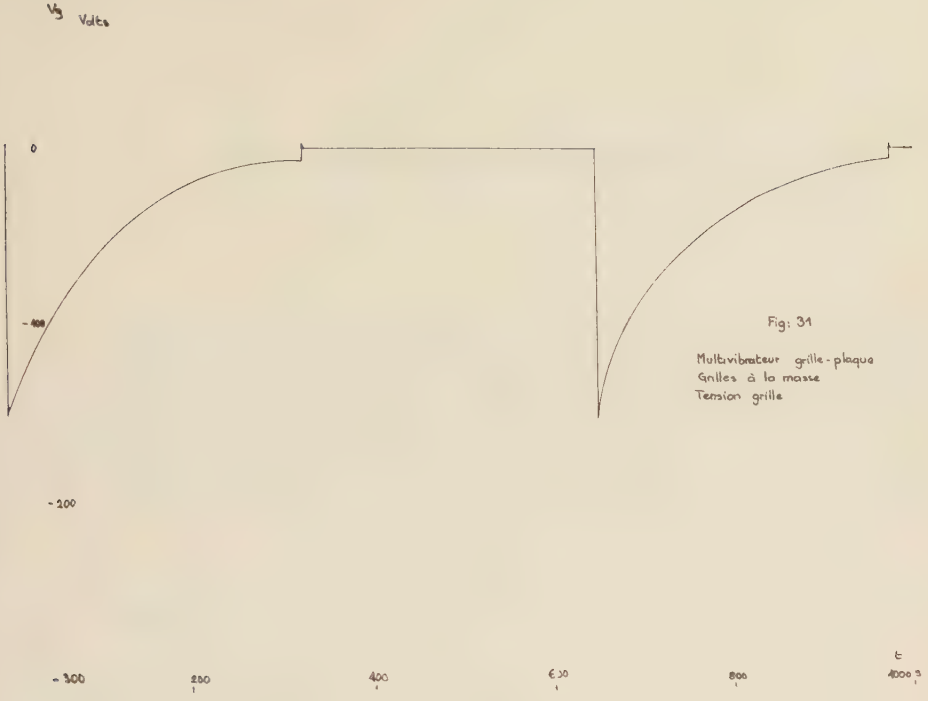


Fig: 31

Multivibrateur grille-plaque
Grilles à la masse
Tension grille

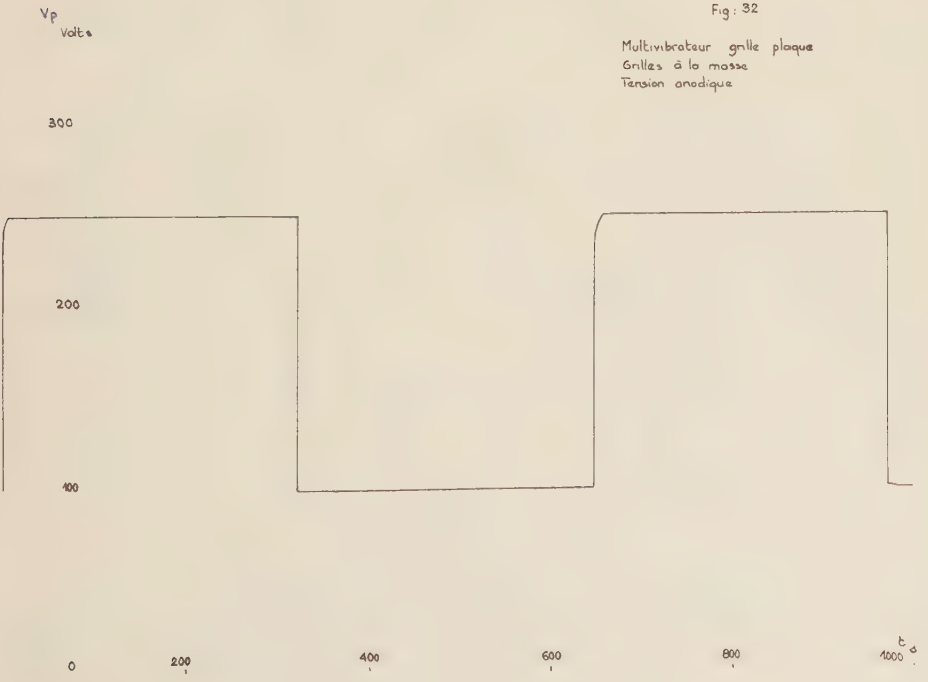


Fig: 32

Multivibrateur grille plaque
Grilles à la masse
Tension anodique

IV. – COUPLAGE CATHODIQUE

Les circuits comportant un couplage cathodique sont très utilisés. Ils ont en effet des propriétés plus intéressantes que les circuits à couplage grille-plaque.

Les deux cathodes sont reliées à la masse par une résistance commune. Le second couplage est une liaison grille-plaque par résistance (Trigger de Schmitt) ou une capacité (flip-flop, multivibrateur).

Une étude approfondie du couplage cathodique est faite à propos du Trigger de Schmitt.

4. 1. TRIGGER DE SCHMITT

4.1.1. Fonctionnement

Ce circuit (figure 33) possède deux états stables :

— quand v_{g1} est suffisamment bas : T_1 est bloqué et T_2 conduit,

— quand v_{g1} est suffisamment haut : T_1 conduit et T_2 est bloqué.

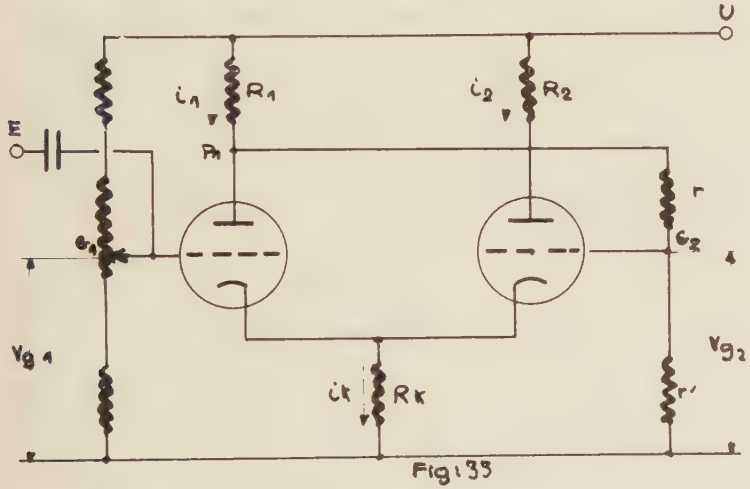


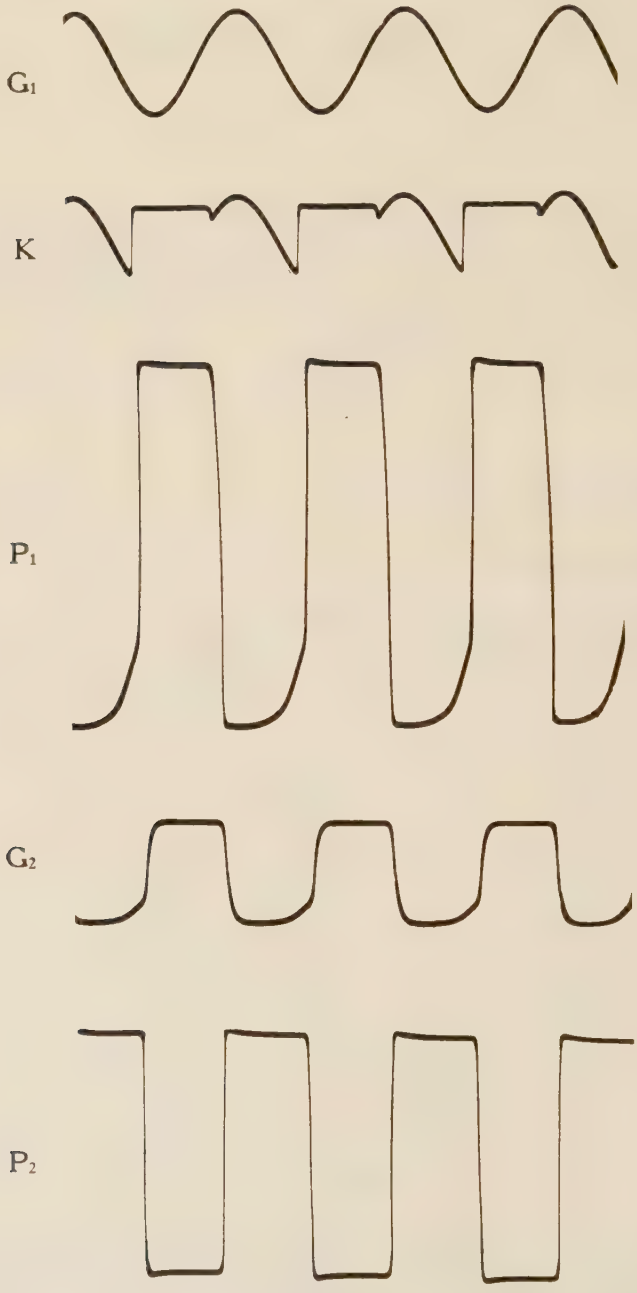
Fig. 33

$$a \quad \frac{r'}{r + r'}$$

L'état de repos est T_1 bloqué et T_2 conduisant. Si on fait monter le potentiel de G_1, il arrive un moment où T_1 commence à laisser passer un courant anodique. Ce courant fait baisser v_{p1} et par conséquent v_{g2} qui entraîne v_k. Rela-

tivement à la cathode, v_{g1} s'élève donc davantage ce qui renforce l'effet de l'augmentation initiale de v_{g1}. Le circuit bascule.

De même, quand on fait redescendre v_{g1}, v_{p1} remonte, ainsi que v_{g2}. v_k, qui s'aligne sur v_{g1}, et v_{g2} allant à la rencontre l'un de l'autre, T_2 va se remettre



$R_1 = 20$ K
$R_2 = 10$ K
$R_k = 10$ K
$r = 250$ K
$r' = 100$ K
$U = 250$ V
$a = 0{,}29$
12 AT 7

Fig. 34

à conduire. Le courant i_2 fait monter la cathode, ce qui rend T_1 moins conducteur : v_{p1} et v_{g2} remontent; ce qui renforce l'effet de la diminution initiale de v_{g1}. Le circuit rebascule.

En appliquant en E une tension sinusoïdale, on obtient les oscillogrammes de la figure 34.

Le Trigger de Schmitt bascule, même pour des variations d'entrée lentes. Il transforme donc des signaux d'entrée quelconques en signaux rectangulaires : c'est un circuit de mise en forme.

Comme v_{p2} ne peut prendre que deux valeurs (indépendantes de v_{g1}) il sert également à calibrer en amplitude les signaux qu'on lui applique.

De plus, puisqu'il ne bascule qu'au-dessus d'un seuil, d'ailleurs réglable, il ne répondra qu'à des signaux d'amplitude suffisante : c'est un discriminateur d'amplitude.

4.1.2. Etude de l'état stable

L'étude de l'état stable revient à étudier le fonctionnement d'un tube à charges cathodique et anodique (figure 35).

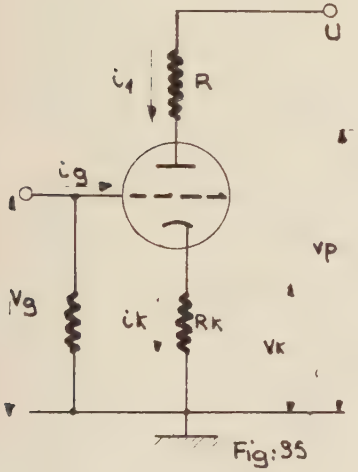


Fig: 35

Les tensions v_k et v_p ont été relevées sur le circuit en fonction de v_g, pour différentes valeurs des résistances R_1 et R_k et pour les tubes 12 AT 7 et 6 J 6. Les résultats sont portés sur les figures 36, 37 et 38. On voit que le courant grille i_g apparaît pour une certaine valeur de v_g; il augmente avec R_1, mais diminue quand R_k augmente.

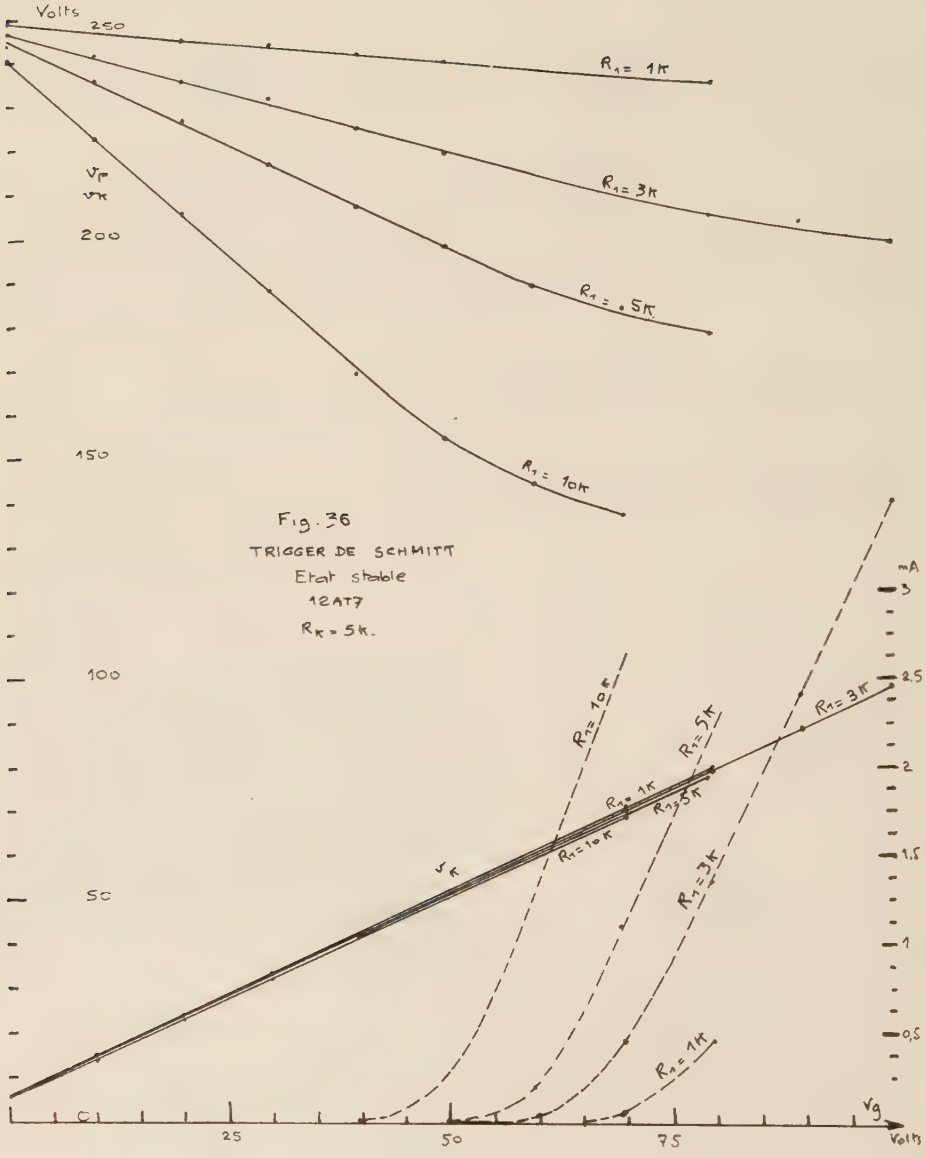


Fig. 36

TRIGGER DE SCHMITT

Etat stable

12AT7

R_K = 5k.

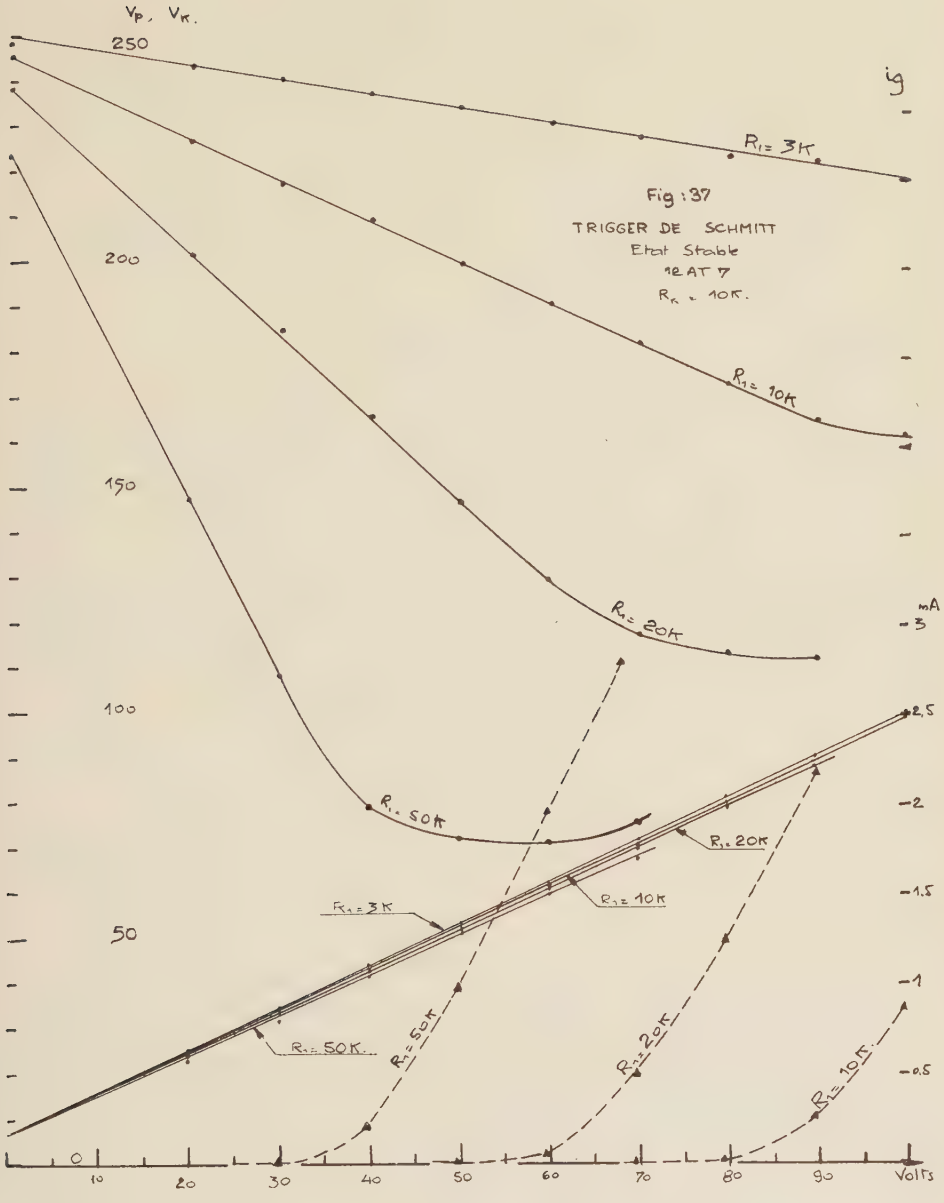


Fig : 37

TRIGGER DE SCHMITT
Etat Stable
12 AT 7
R_K = 10K.

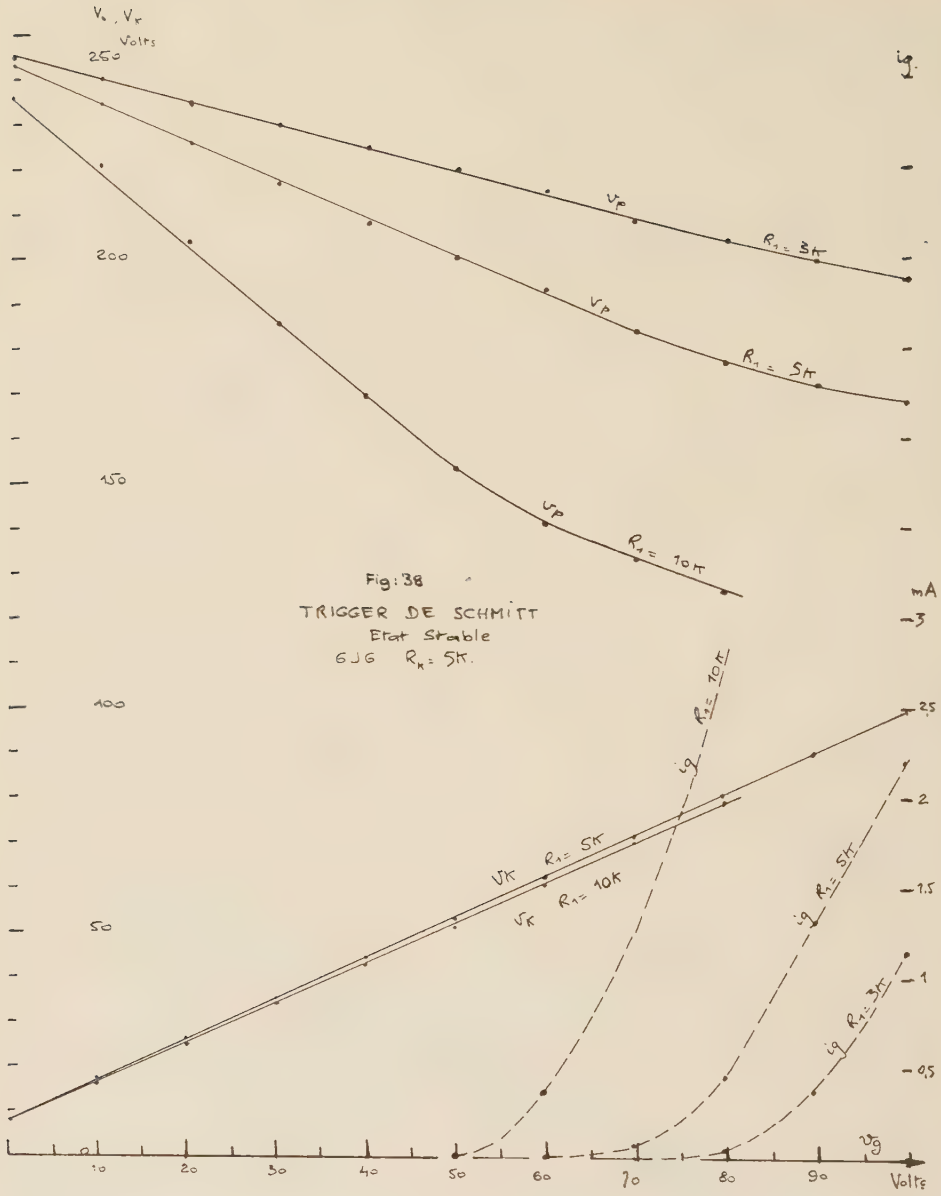


Fig: 38
TRIGGER DE SCHMITT
Etat Stable
6J6 R_k = 5K.

Ces résultats expérimentaux peuvent être retrouvés par le calcul. En première approximation, on a :

$$v_k = v_g = R_k\, i_k$$

$$i_k = i_l \tag{4.1}$$

$$v_p = U - \frac{R}{R_k}\, v_g$$

Quand on veut tenir compte de la différence entre v_g et v_k, tout en négligeant i_g, on peut écrire :

$$\rho\, i_1 = v_p - v_k + \mu\,(v_g - v_k)$$
$$v_p = U - R\, i_1$$
$$v_k = R_k\, i_k$$
$$i_k = i_1 + i_g \qquad (i_g \quad 0)$$

D'où :

$$v_k = R_k \frac{U + \mu\, v_g}{\rho + R + \mu\, R_k}$$

ou :

$$v_k = v_g + \frac{1}{\mu}\left(U - \frac{\rho + R}{R_k}\, v_g\right)$$

$$v_p = \frac{U\,(\rho + \mu\, R_k) - \mu\, R\, v_g}{\rho + R + \mu\, R_k}$$

On obtient les relations ci-dessous, très approximatives en valeur absolue, cathode ρ_k du tube :

$$v_k = R_k\,(i_1 + i_g)$$
$$v_g = v_k + \rho_k\, i_g$$

On obtient les relations ci-dessous, très approximatives en valeur absolue, mais valables quant à la variation des paramètres :

$$v_k = v_g - \frac{\dfrac{\rho + R}{R_k}\, v_g - U}{\mu + \dfrac{\rho + R}{\rho_k}}$$

(4.3)

$$v_p = \frac{U\left(\mu\, R_k + \rho + \dfrac{\rho}{\rho_k} R_k\right) - \mu\, R\, v_g}{\mu\, R_k + (\rho + R)\left(1 + \dfrac{R_k}{\rho_k}\right)}$$

$$i_g = \frac{\dfrac{v_g}{R_k} - \dfrac{U}{\rho + R}}{1 + \dfrac{\mu\, \rho_k}{\rho + R}}$$

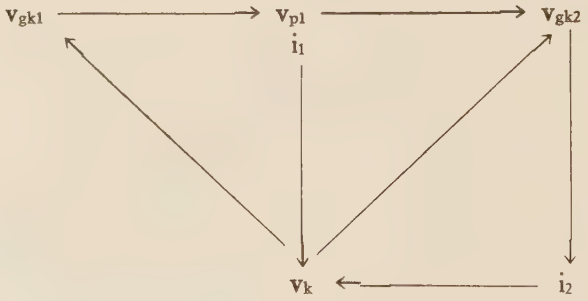
4.1.3. Etude du basculement

a) Généralités.

L'explication du basculement donnée au § 4.1.1, bien que conforme à la réalité, reste incomplète. En effet, quand T_1 commence à débiter, R_k est traversée par deux courants : i_1 qui augmente et i_2 qui diminue. Mais pourquoi i_2 diminue-t-il plus que i_1 n'augmente, entraînant ainsi la baisse du potentiel de la cathode? Et, pour certaines valeurs des paramètres, est-il possible que $di_1 + di_2$ soit positif, ce qui rend le basculement impossible?

Pour analyser en détail le fonctionnement du circuit, on pourrait songer à reprendre la méthode utilisée pour l'Ecclès Jordan, c'est-à-dire analyser l'effet de la variation de tension de chaque électrode sur la suivante :

Pour le Trigger de Schmitt, on ne peut pas raisonner ainsi car la variation de v_k n'est pas univoque, mais au contraire dépend de deux grandeurs et agit elle-même sur deux autres :



Cette simultanéité des variations nous oblige à considérer la variation des tensions dans leur ensemble, c'est-à-dire à recourir à une méthode algébrique. On va donc écrire les équations du circuit et en tirer les relations qui rendent compte du basculement.

Mais auparavant on trouvera les courbes expérimentales obtenues en mesurant point par point les tensions des électrodes sur le circuit de la figure 33, pour différentes valeurs des paramètres. On a porté en abcisse un paramètre t qui a la signification de temps, tel que :

$$v_{g1} = t \qquad \text{pour} \quad 0 \leqslant t \leqslant 100$$
$$v_{g1} = 200 - t \qquad \text{pour} \quad 100 \leqslant t \leqslant 200$$

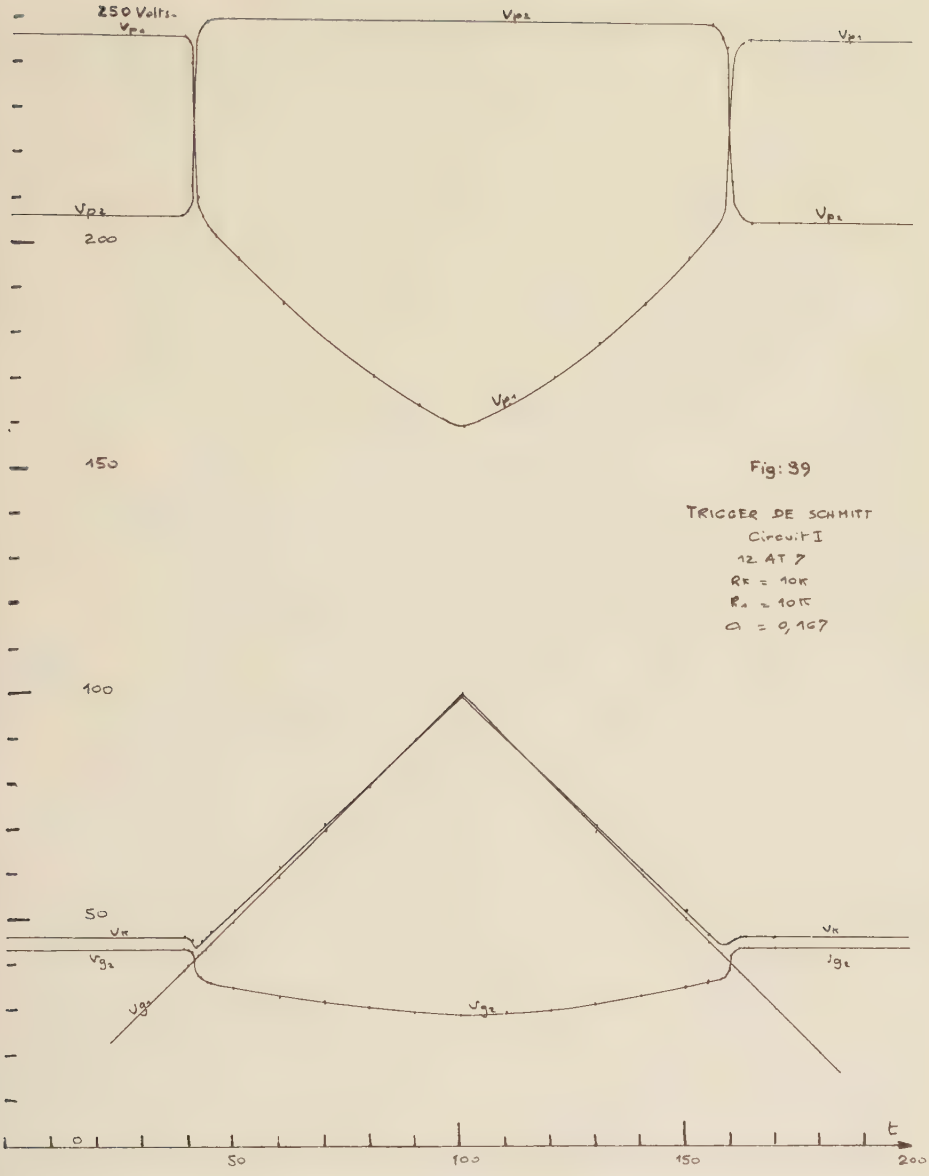


Fig: 39

TRIGGER DE SCHMITT
Circuit I
12 AT 7
R_K = 10K
R_a = 10K
a = 0,167

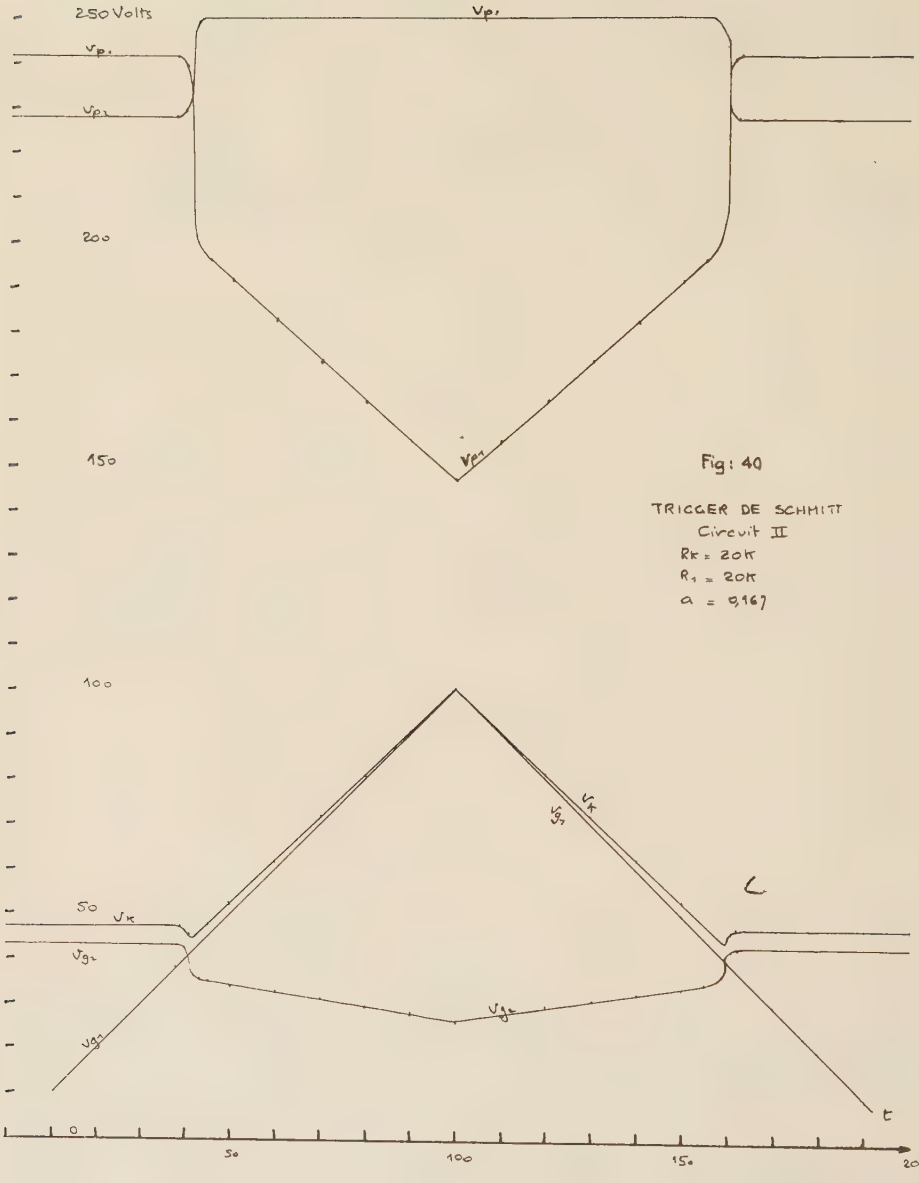


Fig : 40

TRIGGER DE SCHMITT
Circuit II
R_K = 20 K
R_1 = 20 K
a = 0,167

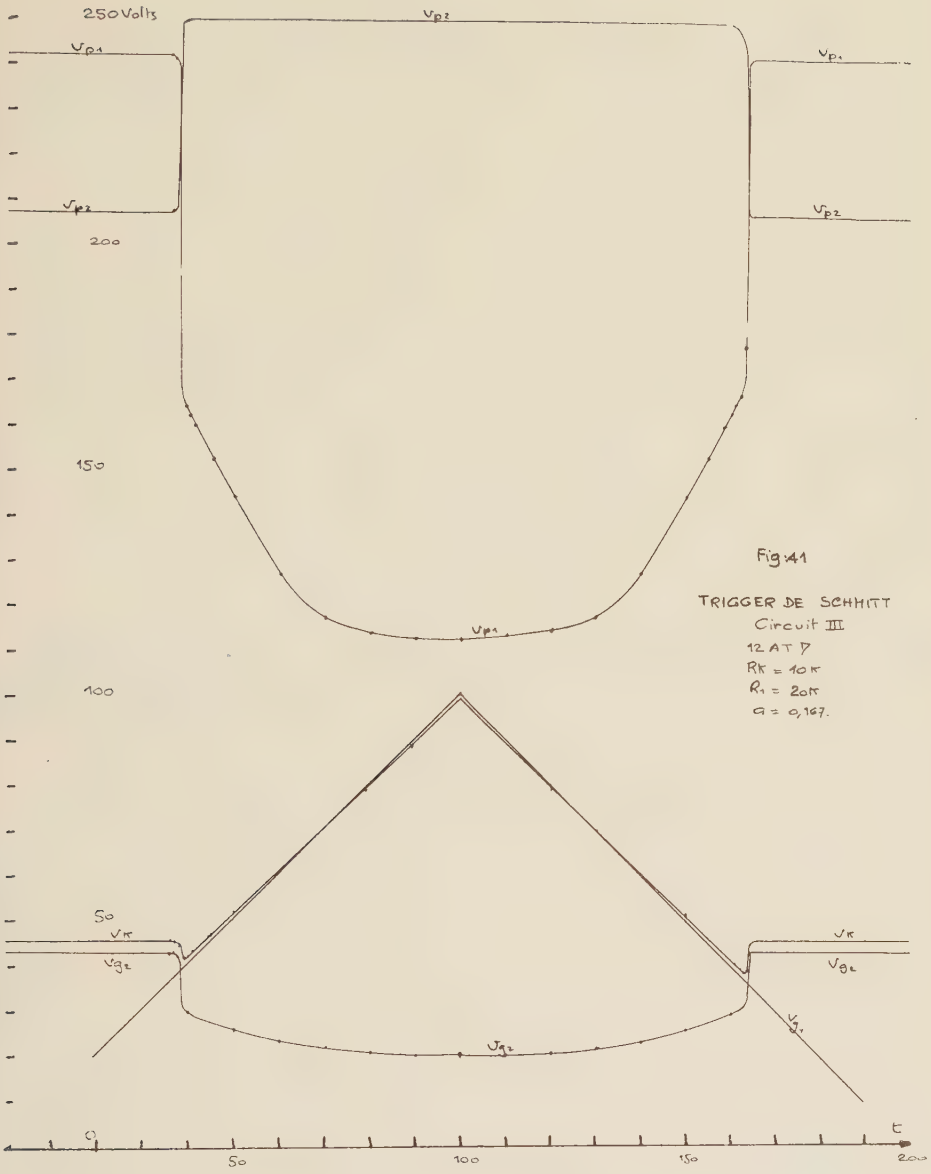


Fig:41

TRIGGER DE SCHMITT
Circuit III
12 AT 7
R_K = 10 K
R_1 = 20 K
a = 0,167.

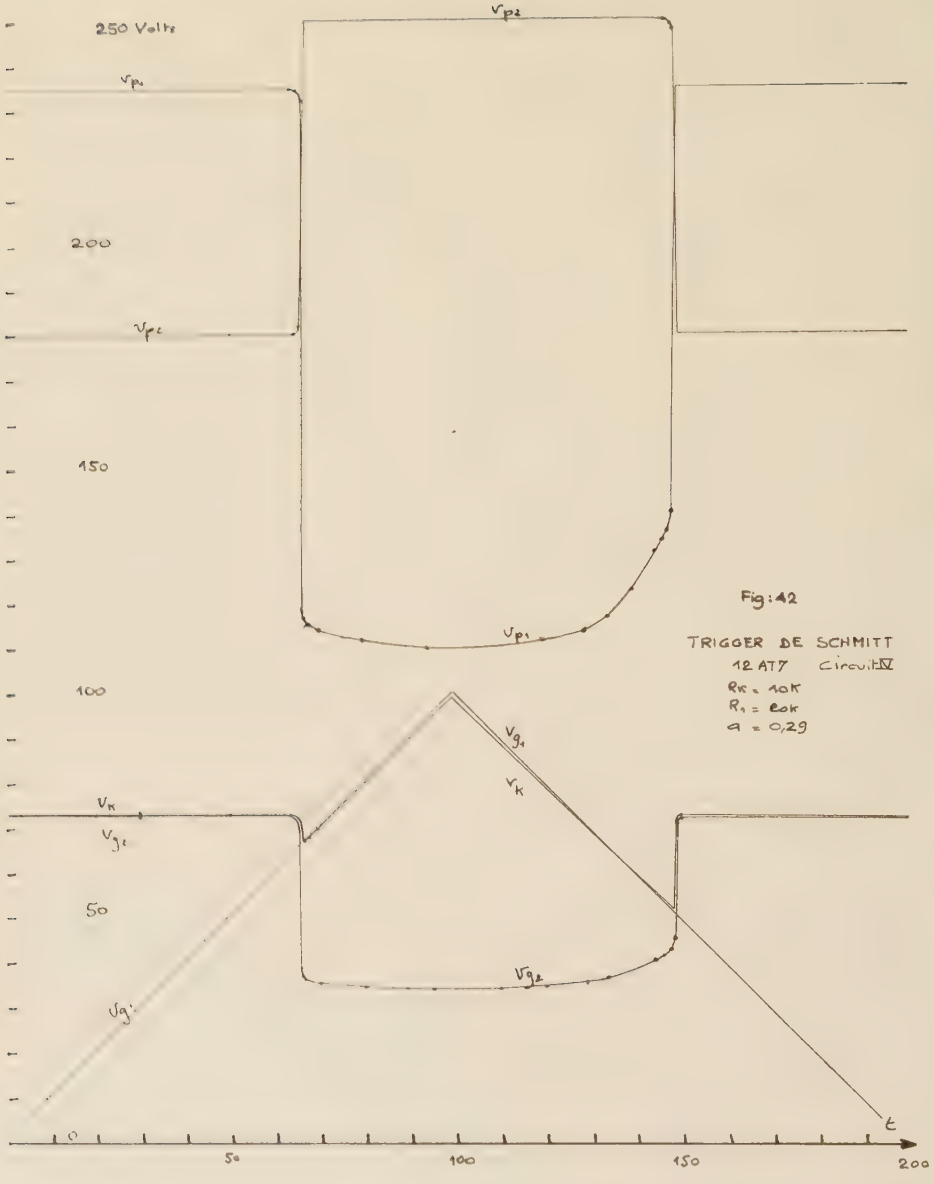


Fig: 42

TRIGGER DE SCHMITT
12 AT7 Circuit V
R_K = 10 K
R_1 = 20 K
a = 0,29

Si on donne à la fonction $v_{g1} = f(t)$ une autre forme, les courbes sont déformées en abcisses mais non en ordonnées. Ainsi, sur les oscillogrammes de la figure 34, v_{g1} est lié à t par la relation :

$$v_{g1} = v_{g0} \sin \omega t$$

Les principaux paramètres des quatre circuits analysés sont donnés dans le tableau ci-dessous; les tableaux des valeurs mesurées sont donnés en annexe :

Repère	Figure	Annexe	R_k	R_1	R_2	a	U	Tube
I	39	A	10	10	10	0,167	250	12 AT 7
II	40	B	20	20	10	0,167	250	12 AT 7
III	41	C	10	20	10	0,167	250	12 AT 7
IV	42	D	10	20	10	0,29	250	12 AT 7

b) Equations du circuit (figure 33)

Les équations du circuit, pour l'un ou l'autre état, s'écrivent :

$$\begin{aligned}
\rho_1 \, di_1 &= dv_{pk1} + \mu_1 \, dv_{gk1} \\
\rho_2 \, di_2 &= dv_{pk2} + \mu_2 \, dv_{gk2} \\
dv_{p1} &= - R_1 \, di_1 \\
dv_{p2} &= - R_2 \, di_2 \\
dv_k &= R_k \, (di_1 + di_2) \\
dv_{g2} &= a \, dv_{p1}
\end{aligned}$$

Dans ces relations on ne tient pas compte explicitement du courant grille; mais il intervient dans ρ et μ.

En négligeant 1 devant μ et en posant :

$$D = \frac{1}{R_k} + S'_1 + S'_2 - a \, R_1 \, S'_1 \, S'_2$$

$$S'_1 = \frac{\mu_1}{\rho_1 + R_1} \qquad S'_2 = \frac{\mu_2}{\rho_2 + R_2}$$

on tire :

$$\frac{dv_k}{dv_{g1}} = \frac{S'_1 \, (1 - a \, R_1 \, S'_2)}{D} \tag{4.4}$$

$$\frac{dv_k}{dv_{g2}} = \frac{S'_2 - \dfrac{1}{a \, R_1}}{\dfrac{1}{R_k} + S'_2} \tag{4.5}$$

$$(4.6) \qquad \frac{d(v_{g1} - v_k)}{dv_{g1}} = \frac{\frac{1}{R_k} + S'_2 + \frac{1}{\rho_1 + R_1}(1 - a\ R_1\ S'_2)}{D}$$

$$(4.7) \qquad \frac{d(v_{g2} - v_k)}{dv_{g1}} = - S'_1 \frac{1 + a\ R_1 \left(\frac{1}{R_k} + \frac{1}{\rho_2 + R_2} \right)}{D} = Q$$

$$(4.8) \qquad \frac{dv_{p1}}{dv_{g1}} = - R_1\ S'_1 \frac{\frac{1}{R_k} + S'_2}{D}$$

$$(4.9) \qquad \frac{dv_{p2}}{dv_{g1}} = \frac{R_2\ S'_1\ S'_2 \left(1 + \frac{a\ R_1}{R_k} \right)}{D}$$

c) Tension cathodique.

La tension cathodique s'ajustant sur la tension grille la plus élevée, le tube qui « conduit » est celui sur lequel s'ajuste la tension cathodique.

En général, les paramètres du circuit sont tels que $\frac{dv_k}{dv_{g1}}$ soit négatif et $\frac{dv_k}{dv_{g2}}$ positif avant le basculement et après le rebasculement. Dans ces conditions, au basculement, T_2 perd le contrôle de la cathode à partir du moment où v_k varie comme v_{g1}, c'est-à-dire quand $\frac{dv_k}{dv_{g1}}$ devient positif et $\frac{dv_k}{dv_{g2}}$ négatif. De même, au rebasculement, T_2 reprend le contrôle du circuit quand $\frac{dv_k}{dv_{g1}}$ devient négatif et $\frac{dv_k}{dv_{g2}}$ positif. En d'autres termes, le basculement et le rebasculement s'opèrent quand $\frac{dv_k}{dv_{g1}}$ et $\frac{dv_k}{dv_{g2}}$ changent de signe, c'est-à-dire quand :

$$(4.10) \qquad S'_2 = \frac{1}{a\ R_1}$$

ou :

$$S_2 = \frac{1}{a R_1 - \frac{R_2}{\mu_2}}$$

Cette formule donne la pente de T_2 au basculement et au rebasculement; on peut en déduire (fig. 7) la valeur du « cut off » du tube T_2. Par exemple, avec les paramètres de la figure 39, avant le basculement, on a :

$$v_{g2} = a\ U = 41{,}5\ V$$
$$v_{p2} = U - \frac{R_2}{R_k} = 210\ V$$
$$v_{p2} - v_k = 170\ V$$
$$\frac{1}{a R_1} = 0{,}6$$

Ce qui conduit, en première approximation (u_0 arbitraire) à :

$$S_2 = 0{,}6$$
$$\rho_2 = 70\ K$$
$$\mu_2 = 42$$
$$u_0 = 4\ V$$

et en seconde approximation :

$$S_2 = 0{,}7$$
$$\rho_2 = 60\ K$$
$$\mu_2 = 42$$
$$u_0 = 3{,}9\ V$$

On trouve de même :

Circuit	$\frac{1}{a R_1}$	Basculement		Rebasculement	
		S_2	$v_{g2} - v_k$	S_2	$v_{g2} - v_k$
I	0,6	0,7	— 3,9	0,7	— 4,8
II	0,3	0,32	— 4,9	0,32	— 5,6
III	0,3	0,33	— 4,5	0,33	— 5,8
IV	0,175	0,185	— 3,7	0,18	— 6,1

Les figures 43 à 49 donnent la variation de $\frac{dv_k}{dv_{g1}}$ et $\frac{dv_k}{dv_{g2}}$ en fonction de v_{g1}, à partir des valeurs relevées sur les figures 39 à 42; les paramètres ρ, μ et S ont été relevés sur les figures 6 et 7. On remarque que plus le basculement

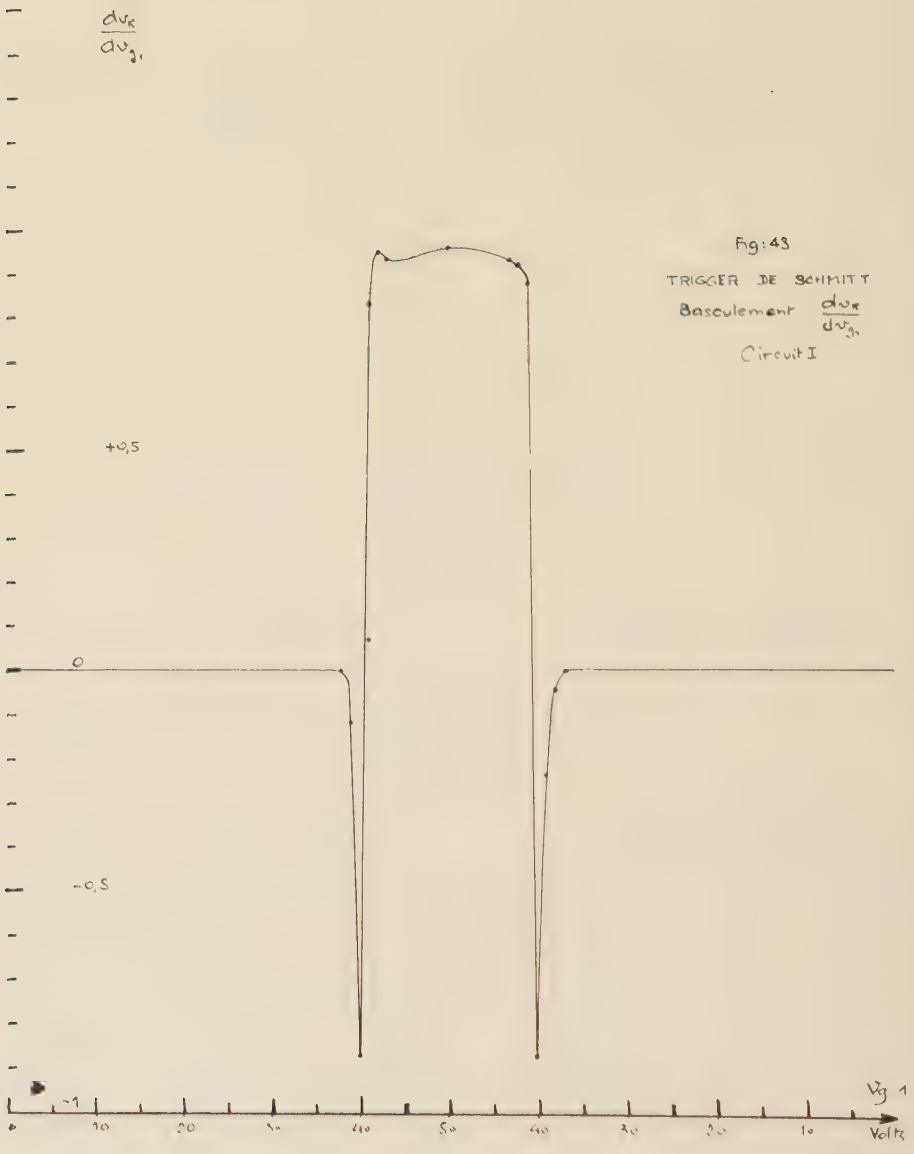


Fig: 43

TRIGGER DE SCHMITT

Basculement $\frac{dv_s}{dv_{g_1}}$

Circuit I

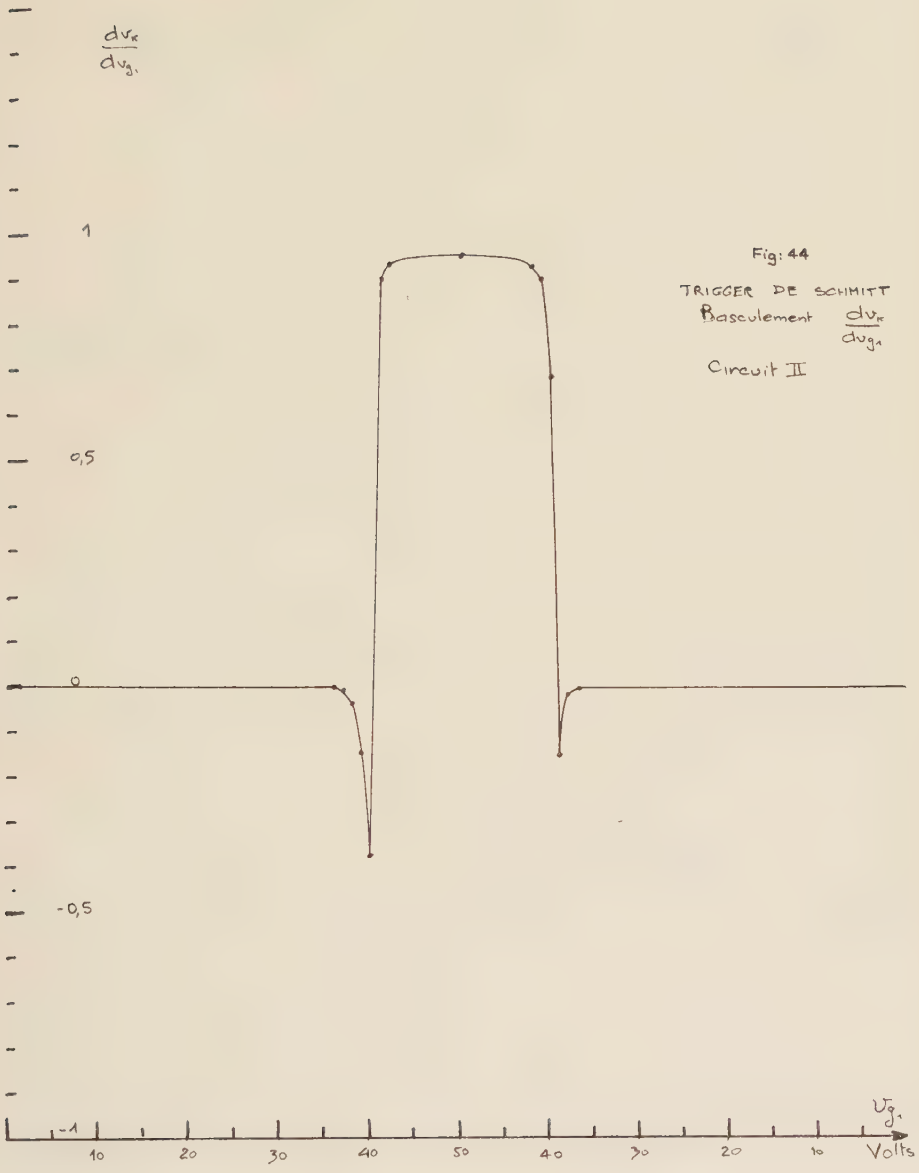


Fig: 44

TRIGGER DE SCHMITT
Basculement $\frac{dv_s}{dv_{g_1}}$

Circuit II

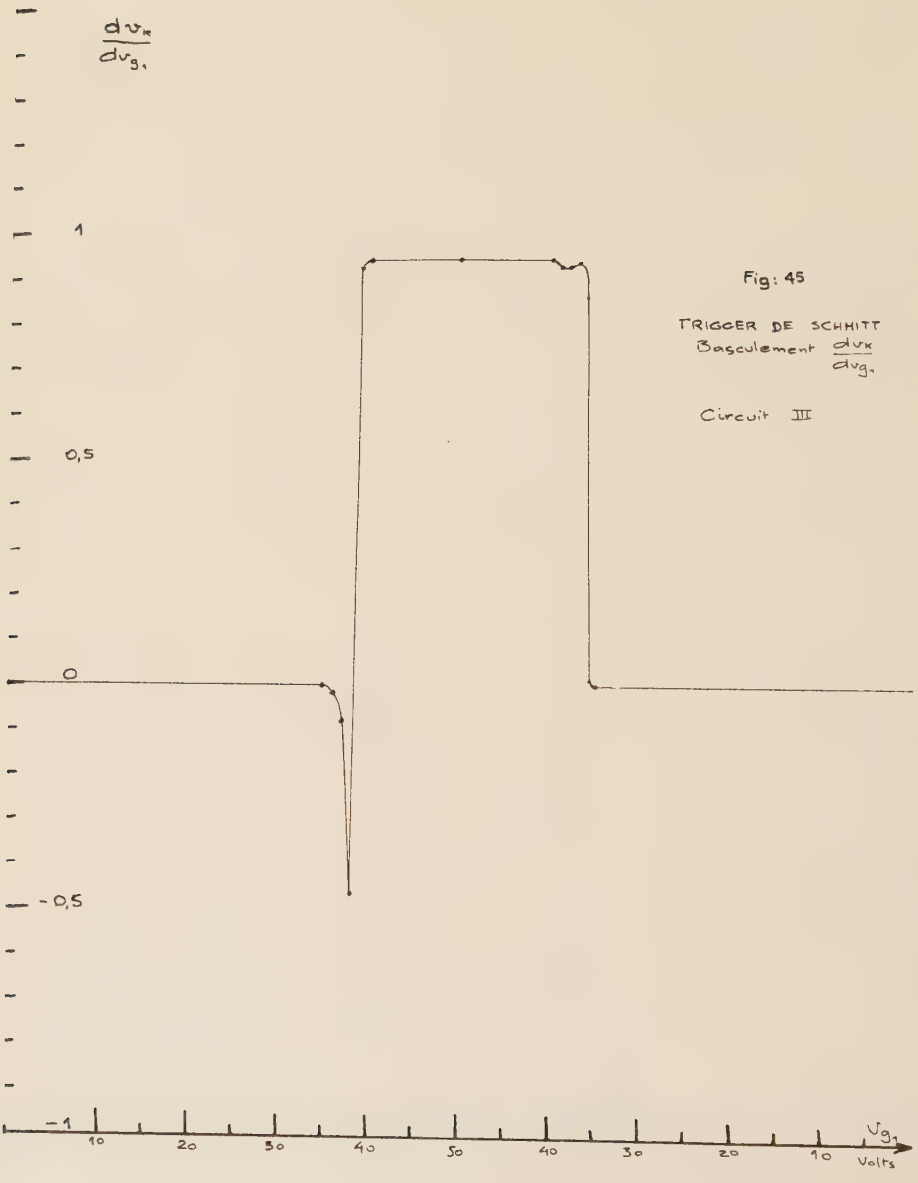


Fig: 45

TRIGGER DE SCHMITT
Basculement $\frac{dv_K}{dv_{g_1}}$

Circuit III

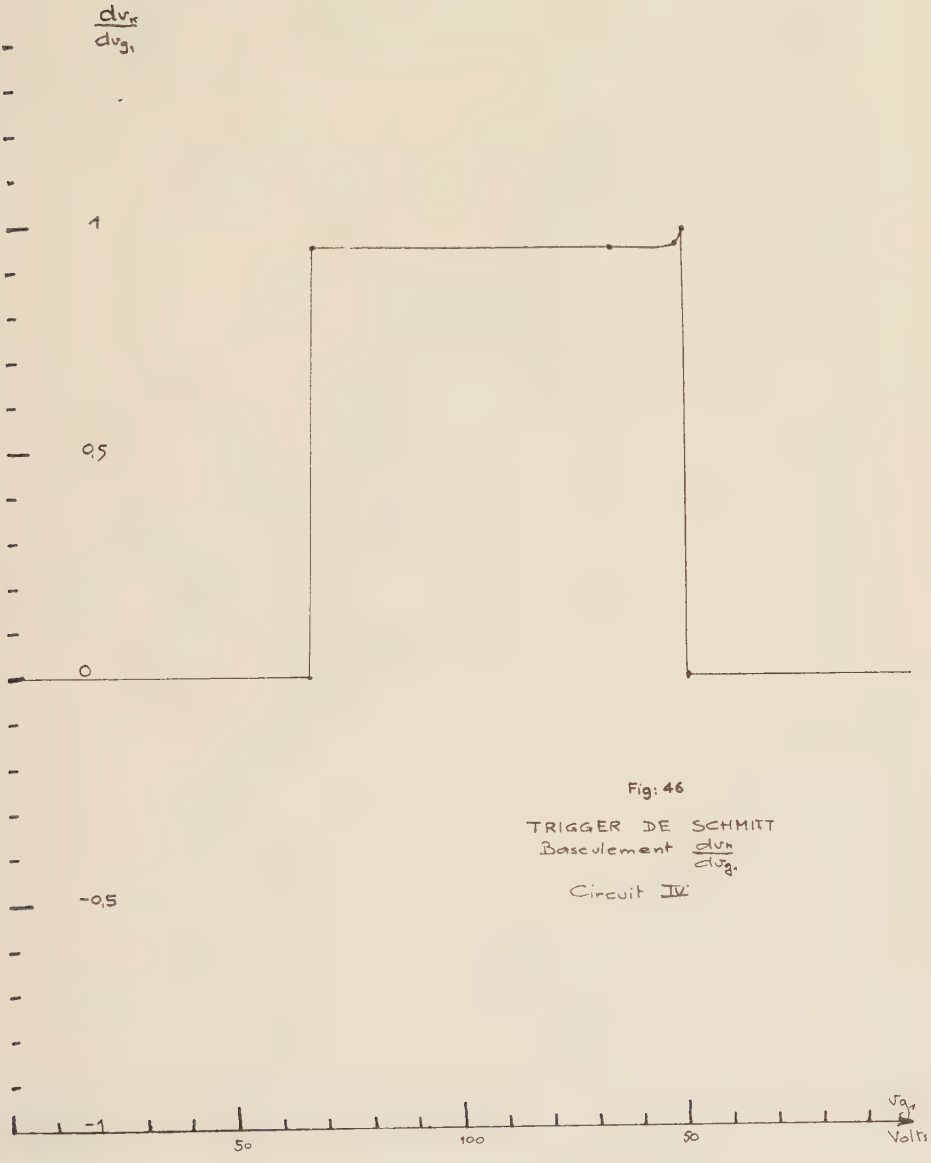


Fig: 46

TRIGGER DE SCHMITT
Basculement $\frac{dv_R}{dv_{g_1}}$

Circuit IV

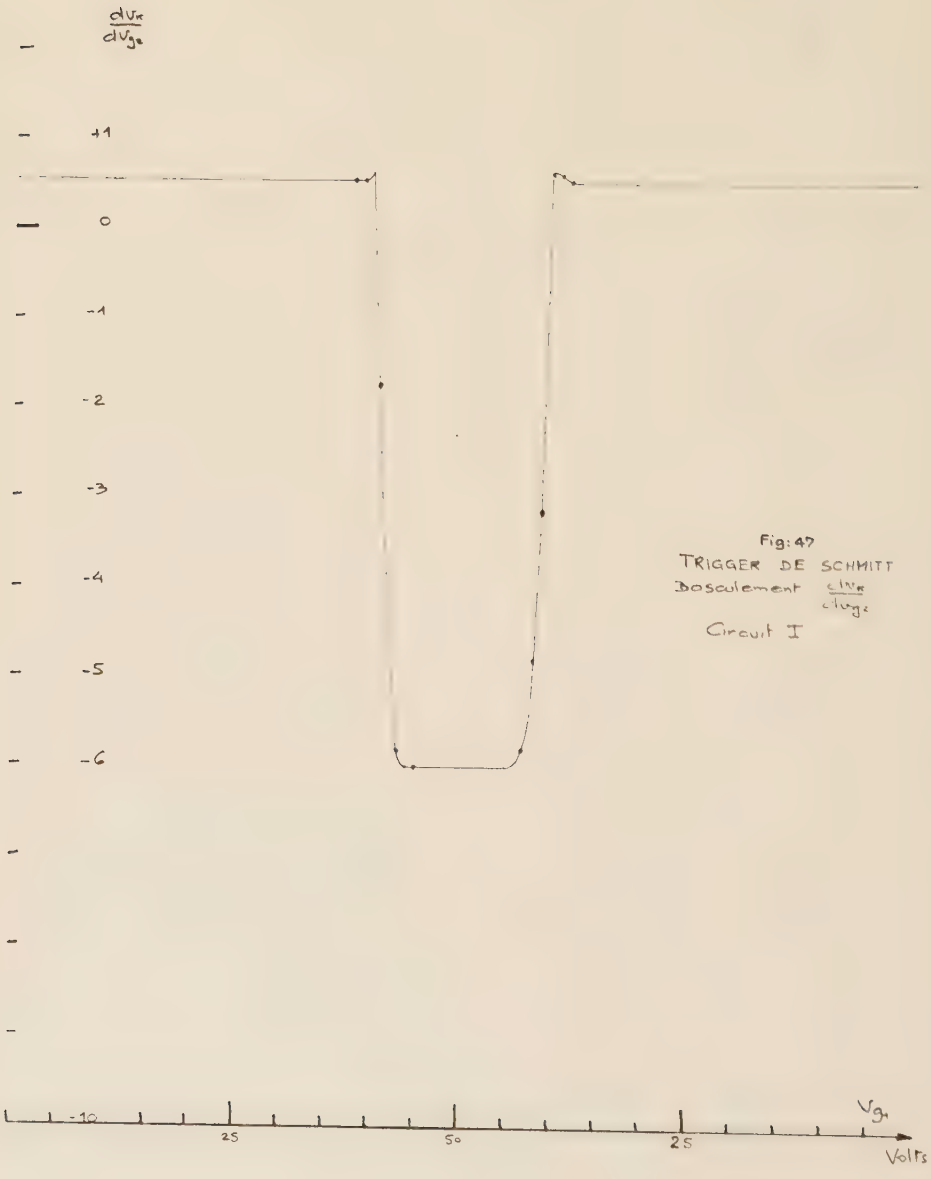


Fig: 47
TRIGGER DE SCHMITT
Basculement dVR / dVg1
Circuit I

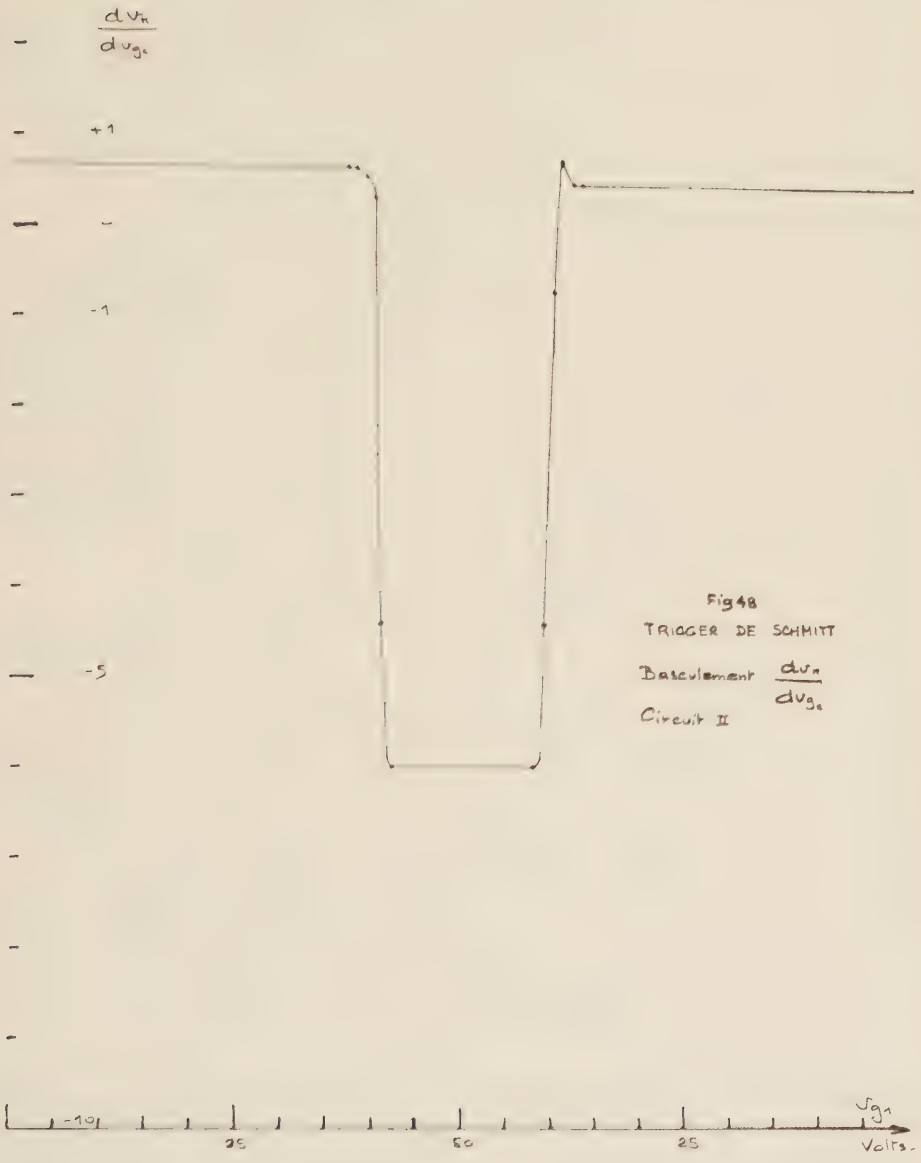


Fig 48
TRIGGER DE SCHMITT
Basculement $\frac{dv_n}{dv_{g_1}}$
Circuit II

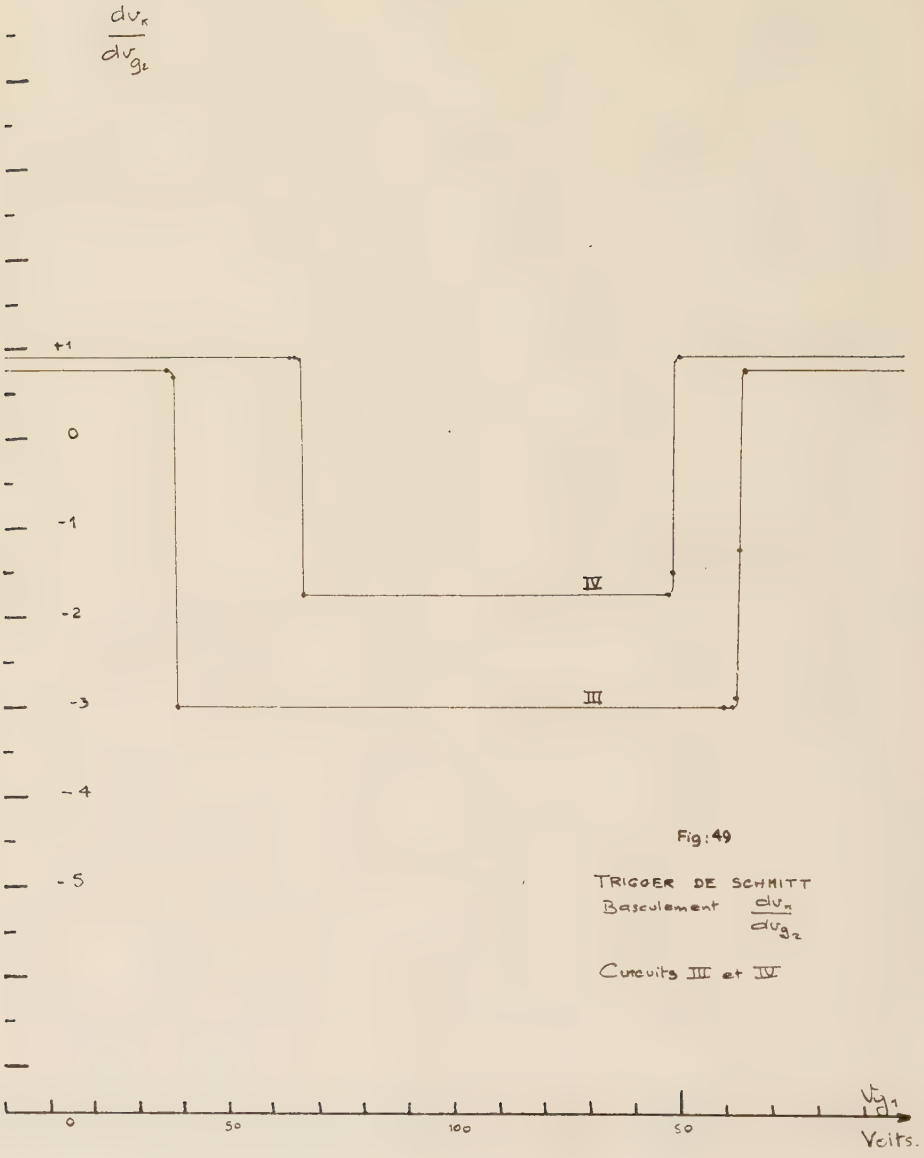


Fig: 49

TRIGGER DE SCHMITT
Basculement $\frac{dv_x}{dv_{g_2}}$

Circuits III et IV

est rapide, moins les détails de la variation de $\frac{dv_k}{dv_{g1}}$ et $\frac{dv_k}{dv_{g2}}$ apparaissent, par suite du manque de points de mesure intermédiaires; en particulier, les pointes négatives de $\frac{dv_k}{dv_{g1}}$ n'apparaissent plus sur les figures 45 et 46, bien qu'elles existent en réalité.

L'existence de ces pointes négatives dépend du signe de l'expression :

$$1 - a\,R_1 \frac{\mu_2}{\rho_2 + R_2} \tag{4.11}$$

qui, pour des valeurs normales de a et de R_1, est négative avant le basculement et après le rebasculement, l'annulation de $\frac{dv_k}{dv_{g1}}$ provenant de l'annulation du coefficient $\frac{\mu_1}{\rho_1 + R_1}$. Mais pour certaines valeurs de a et de R_1, l'expression (4.11) peut être constamment positive (1). Par exemple, pour :

$R_1 = 10$ K — $a = 0.04$
$R_2 = 10$ K — $U = 250$ V
$R_k = 5$ K — 12 AT 7

on a les tensions (fig. 36) :

$v_{g2} = 10$ V
$v_k = 13$ V
$v_{p2} = 223$ V

D'où :

$S = 2{,}9$
$\rho = 18$
$\mu = 52$

et :

$$1 - a\,R_1 \frac{\mu_2}{\rho_2 + R_2} = + 0{,}26$$

Comme le dénominateur D reste constamment positif, $\frac{dv_k}{dv_{g1}}$ est positif quel que soit v_{g1}. $\frac{dv_k}{dv_{g1}}$ et $\frac{dv_k}{dv_{g2}}$ ont alors les formes indiquées sur la figure 50.

(1) En particulier, si $a = o$ (cas où la résistance r n'existe pas), le basculement ne se fait plus; le montage n'est plus un Trigger de Schmitt. L'exemple donné est un cas intermédiaire.

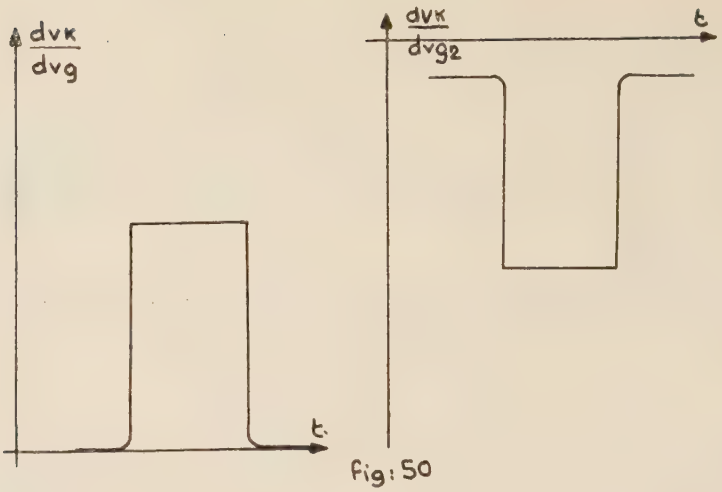


Fig : 50

Les courbes telles que celles de la figure 39 ont alors l'allure de la figure 51 :

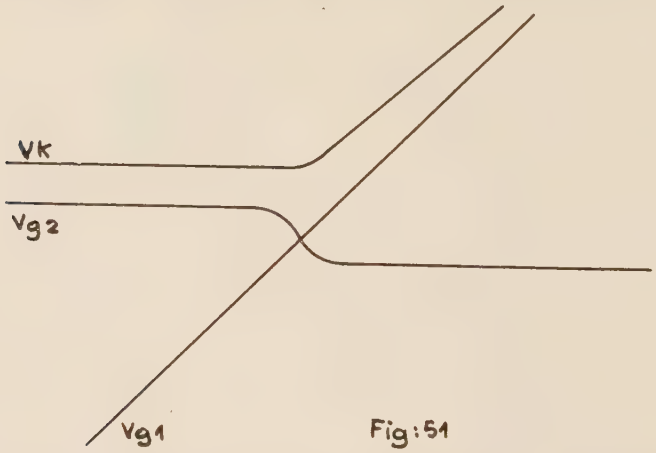


Fig : 51

Le basculement — si on peut encore l'appeler ainsi — est alors peu visible. En effet, avec les valeurs ci-dessus, pour $v_{g1} = 10$ V (donc après le basculement), on a :

$$v_k = 13 \text{ V}$$
$$v_{p1} = 223 \text{ V}$$
$$v_{g2} = 9 \text{ V}$$
$$v_{p2} = 250 \text{ V}$$

v_{g2} ne tombe que de 1 Volt.

*
**

La variation de la tension cathodique peut être considérée sous un autre aspect en écrivant :

$$dv_k = R_k (i_1 + i_2)$$

En général, avant le basculement dv_k est négatif; le circuit bascule quand l'augmentation de i_1 devient supérieure à la diminution de i_2, c'est-à-dire quand $\frac{dv_k}{dv_{g1}}$ change de signe. Dans le cas où l'expression (4.11) est toujours positive, l'augmentation de i_1 est toujours supérieure à la diminution de i_2, au basculement. Au rebasculement, la diminution de i_1 reste supérieure à l'augmentation de i_2. Cela est dû au fait que v_{g2} varie très peu.

d) Rapidité du basculement.

La formule (4.10) a montré que l'état du circuit dépend essentiellement de l'état de T_2. Le circuit bascule quand T_2 se bloque, c'est-à-dire quand S'_2 devient inférieur à $\frac{1}{a R_1}$; et le circuit rebascule quand S'_2 redevient supérieur à $\frac{1}{a R_1}$.

Le paramètre du circuit est donc S'_2 qui dépend essentiellement de $v_{g2} - v_k$. La fonction

$$Q = \frac{d(v_{g2} - v_k)}{dv_{g1}}$$

représente la susceptibilité au basculement du circuit.

Immédiatement avant le basculement, les deux tubes conduisent simultanément — T_2 davantage que T_1. Si v_{g1} augmente encore, la pente de T_1 augmente et le courant i_1 augmente, ce qui entraîne une diminution de i_2. Donc, pour une même augmentation dv_{g1} de v_{g1}, le circuit bascule d'autant plus rapidement que la variation correspondante $d(v_{g2} - v_k)$ de l'écart entre v_{g2} et v_k est grande. Pendant le basculement, les variations des tensions et des courants sont plus importantes qu'avant ou après, bien que restant continues. Le basculement se termine par le blocage de T_2, c'est-à-dire quand la pente S_2 de T_2 est petite devant la pente S_1 de T_1.

De même, juste avant le rebasculement, les deux tubes conduisent — T_1 davantage que T_2. Par conséquent, pour une même diminution dv_{g1} de v_{g1}, T_2 reprendra le contrôle de la cathode d'autant plus vite que la diminution correspondante $d(v_{g2} - v_k)$ de l'écart entre v_{g2} et v_k sera grande.

La fonction Q dépend de μ et de ρ, et par conséquent de l'état des tensions du circuit, elles-mêmes fonctions de v_{g1}. Les courbes des figures 52 à 55 montrent la variation de Q en fonction de v_{g1}. Les paramètres μ et ρ ont été calculés à l'aide des courbes des figures 6 et 7, à partir des tensions relevées sur les figures 39 à 42.

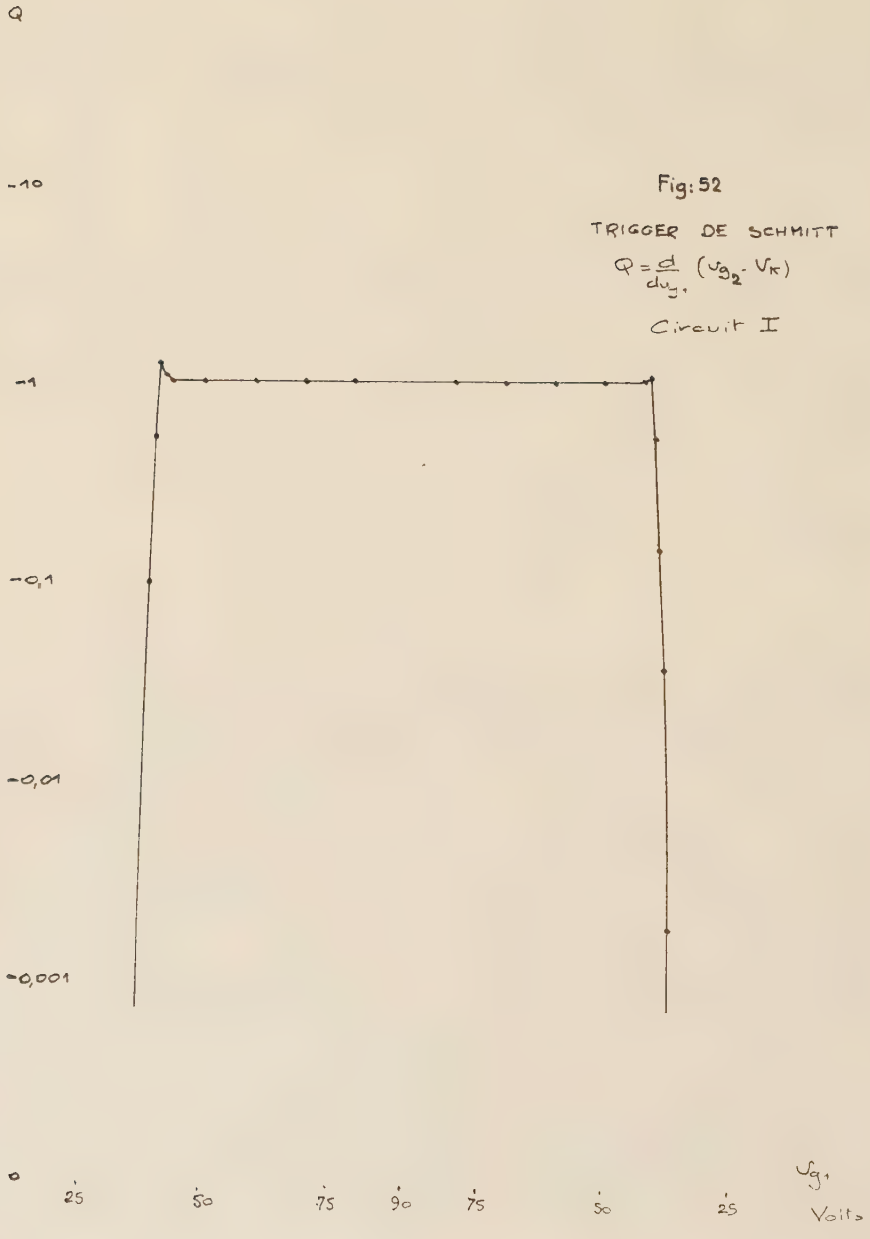


Fig: 52

TRIGGER DE SCHMITT

$Q = \frac{d}{dv_{g_1}} (v_{g_2} \cdot V_K)$

Circuit I

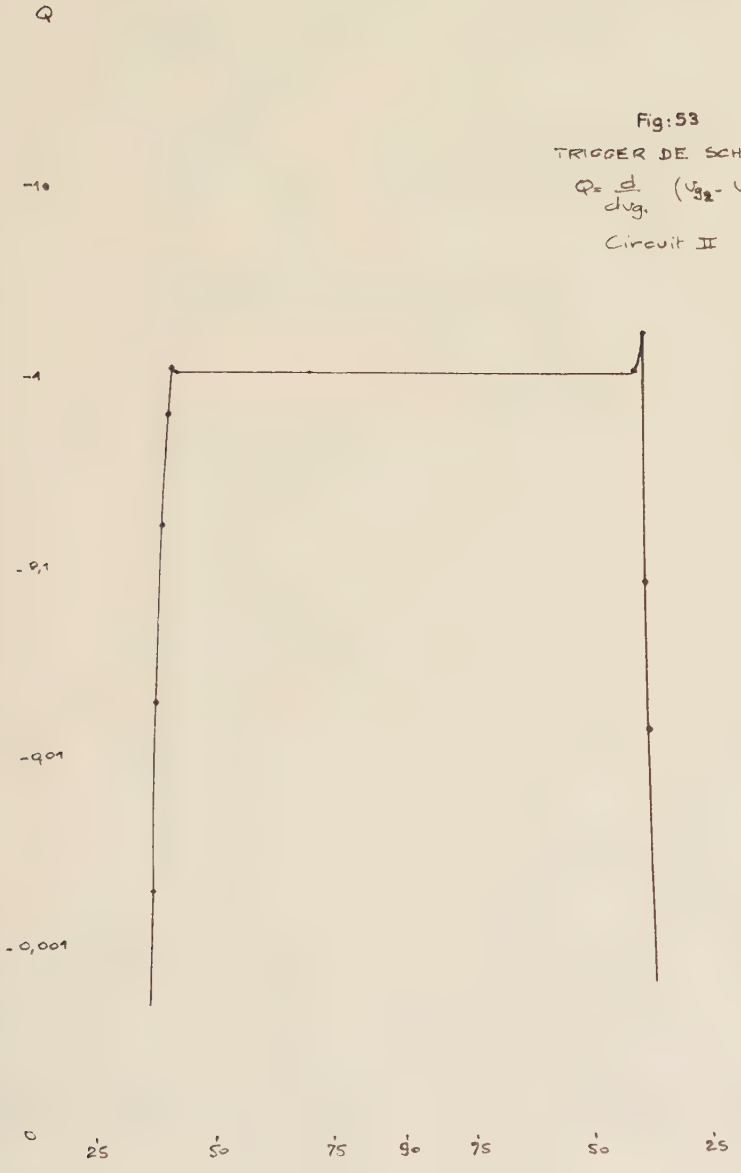


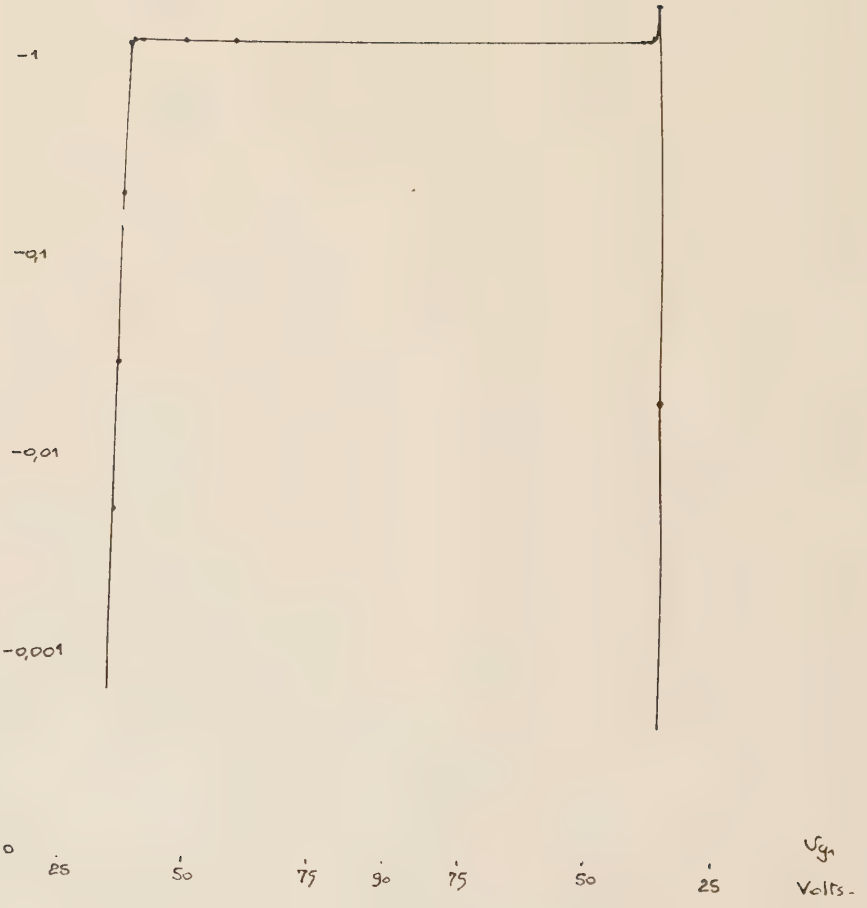
Fig: 53

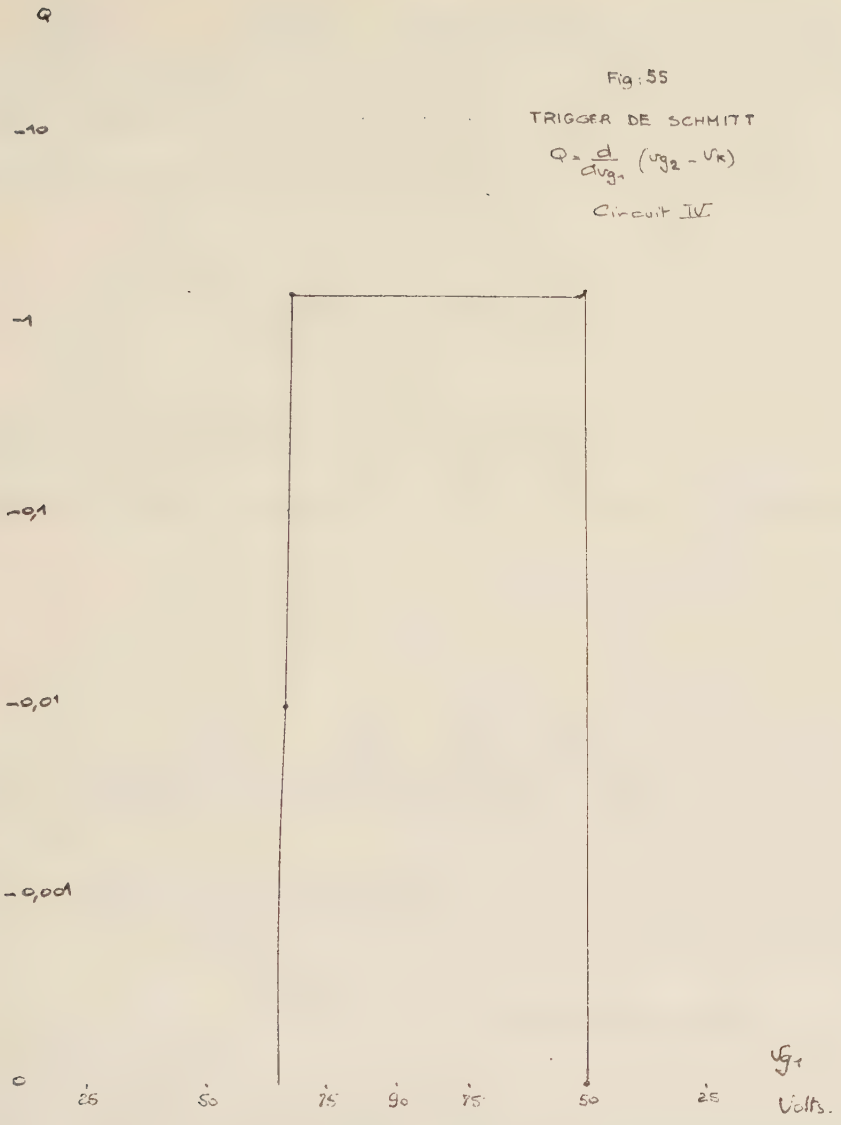
TRIGGER DE SCHMITT

$Q = \frac{d}{dv_g} (v_{g_2} - v_K)$

Circuit II

Fig : 54
TRIGGER DE SCHMITT
$Q = \frac{d}{dv_{g_1}} (v_{g_2} - v_\pi)$
Circuit III





On remarque que Q a toujours le signe contraire de dv_{g1}, quelles que soient les valeurs des paramètres. De même, $\frac{d(v_{g1} - v_k)}{dv_{g1}}$ a toujours le signe de dv_{g1}; en effet, même si a = 1 (cas limite), on a encore

$$1 - \frac{R_1}{\rho_1 + R_1} > 0$$

Quant au dénominateur D, il est manifestement toujours positif.

Cela signifie qu'au basculement toute augmentation de v_{g1} entraîne une diminution de la pente S_2 de T_2 (qui varie comme $v_{g2} - v_k$) et une augmentation de la pente S_1 de T_1. Et au rebasculement, toute diminution de v_{g1} entraîne une diminution de S_1 et une augmentation de S_2. Le basculement est donc « nécessaire », au sens mathématique du mot (1).

Le basculement ne peut pas être discontinu, le dénominateur de Q n'étant jamais nul. En effet

$$D = \frac{1}{R_k} + S'_1 + S'_2 - a\, R_1\, S'_1\, S'_2$$

est égal à $\frac{1}{R_k} + S'_2$ avant le basculement, S'_1 étant alors nul; et après le basculement, D est égal à $\frac{1}{R_k} + S'_1$, S'_2 étant alors nul. D est minimum et égal à

$$D_1 = \frac{1}{R_k} + S'_2 = \frac{1}{R_k} + \frac{1}{a\, R_1}$$

au moment du basculement (on a alors $a\, R_1\, S'_1 = 1$).

Le basculement est d'autant plus rapide que D est petit au moment du basculement. Il faut donc prendre a, R_1 et R_k grands. C'est ce que confirme l'étude des dérivées de Q.

NOTE. — Il est question ici de rapidité de basculement bien que le temps ne figure pas explicitement dans Q. En fait, le temps intervient dans v_{g1} qui est une fonction de t.

e) Tensions anodiques.

Les relations (4.8) et (4.9) montrent que dv_{p1} a toujours le signe contraire de dv_{g1} et que dv_{p2} a toujours le même signe que dv_{g1}, le dénominateur D étant positif comme on l'a montré ci-dessus. Comme v_{g1} est une fonction du temps, les tensions v_{p1} et v_{p2} ont donc toujours l'allule de la figure 56; la pente de la courbe au cours du changement d'état peut être très grande mais non infinie.

Contrairement à ce qu'avancent certains auteurs (2), la courbe $v_{p2} = f(v_{g1})$ ne peut jamais avoir — même théoriquement — l'allure de la figure 57. Cette courbe n'a d'ailleurs pas de sens physique : v_{g1} étant généralement une fonction du temps, par exemple $v_{g1} = f(t)$, il est impossible que v_{p2} remonte le temps.

---

(1) Sous réserve que les valeurs de a et de R_1 soient telles que $1 - a\, R_1\, S'_2$ puisse changer de signe.

(2) J. MILLMAN et H. TAUB, *Pulse and Digital Circuits*, p. 170. (Mc Graw Hill Book Co, New-York, 1956).

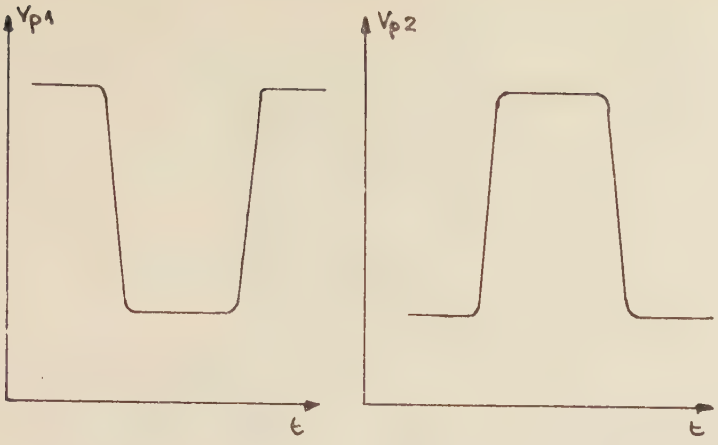


Fig: 56

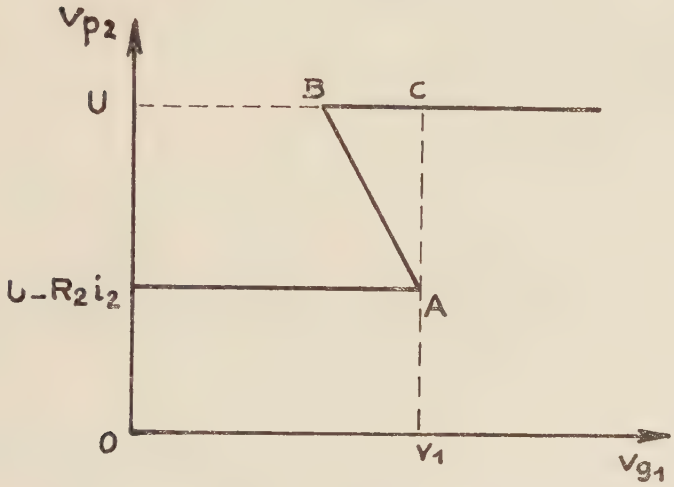


Figure 57

4.1.4. Hystérésis.

Le rebasculement se produit toujours pour une valeur de v_{g1} inférieure à celle du basculement. Ce phénomène d'hystérésis est particulièrement apparent sur la figure 42. On peut calculer l'écart h des valeurs de v_{g1} au basculement et au rebasculement.

Dans le cas où $v_k \neq v_g$, on peut écrire que le basculement a lieu pour

$$v_{g1} = v_A = v_{g2} - u_0 = a\,U - u_0$$

u_0 étant la tension de blocage du tube pour $v_{pk} = U - v_k$.

De même, le rebasculement a lieu pour

$$v_{g1} = v_B$$

tel que :

$$v_{g2} - v_k = -u_0$$
$$a\,v_{p1} - v_k = -u_0$$

Or :

$$v_{p1} = U - \frac{R_1}{R_k} v_k$$

D'où :

$$v_B = \frac{a\,U + u_0}{1 + a\,\frac{R_1}{R_k}}$$

et :

$$h = v_A - v_B = \frac{a^2\,U\,R_1 - u_0\,(2\,R_k + a\,R_1)}{R_k + a\,R_1} \qquad (4.14)$$

L'étude des dérivées montre que h :

— augmente avec a
— augmente avec R_1
— diminue quand R_k augmente.

Pour $\frac{R_1}{R_k}$ donné, h est nul pour :

$$a = \frac{u_0}{2\,U}\left(1 + \sqrt{1 + 8\,\frac{R_k}{R_1}\,\frac{U}{u_0}}\right) \qquad (4.15)$$

De même, pour a donné, h est nul pour :

$$\frac{R_1}{R_k} = \frac{2\,u_0}{a^2\,U - a\,u_0} \qquad (4.16)$$

Quand $v_k \neq v_g$, il faut recourir aux relations (4.2), plus exactes que les (4.1). Au basculement :

$$v_A = v_k - u_0$$

$$v_k = v_{g2} + \frac{1}{\mu_2}\left(U - \frac{\rho_2 + R_2}{R_k} v_{g2}\right)$$

$$v_{g2} = a\,U$$

D'où :

$$v_A = a\,U\left(1 + \frac{1}{a\,\mu_2} - \frac{\rho_2 + R_2}{\mu_2\,R_k}\right) - u_0 \qquad (4.17)$$

Au rebasculement :

$$v_B = v_{g1}$$

tel que :

$$v_{g2} = v_k - u_0 = a\ v_{p1}$$

$$v_k = \frac{(U + \mu_1\ v_B)\ R_k}{\rho_1 + R_1 + \mu_1\ R_k}$$

$$v_{p1} = \frac{U\ (\rho_1 + \mu_1\ R_k) - \mu_1\ R_1\ v_B}{\rho_1 + R_1 + \mu_1\ R_k}$$

D'où :

$$(4.18)\quad v_B = \frac{a\ U\left(1 + \dfrac{\rho_1 + R_1}{\mu_1\ R_k} - \dfrac{1}{a\ \mu_1} - \dfrac{R_1}{\mu_1 R_k}\right) + \left(1 + \dfrac{\rho_1 + R_1}{\mu_1\ R_k}\right) u_0}{1 + a\ \dfrac{R_1}{R_k}}$$

D'où on tire :

$$(4.19)\quad h = \frac{a\ U\left[\dfrac{2\ R_K}{a} + (a\ \mu + 1)\ R_1 - R_2 - 2\ \rho - a\ (\rho + R_2)\ \dfrac{R_1}{R_K}\right] - \left[2\ \mu\ R_K + (a\ \mu + 1)\ R_1 + \rho\right] u_0}{\mu\ (R_K + a\ R_1)}$$

Application numérique :

Circuit	v_A		v_B		h		relation
	calculé	mesuré	calculé	mesuré	calculé	mesuré	
I	38,7	40,5	37,8	40,5	0,9	0	4.19
II	39,8	40,5	37,3	39,5	2,5	1	4.19
III	38,2	38,5	33,2	35,5	5	3	4.19
IV	66,5	66,5	49	50,5	17,5	16	4.14

Dans le cas du circuit IV, l'hystérésis serait nul :

pour $\dfrac{R_1}{R_k} = 2$ si $a = 0{,}15$

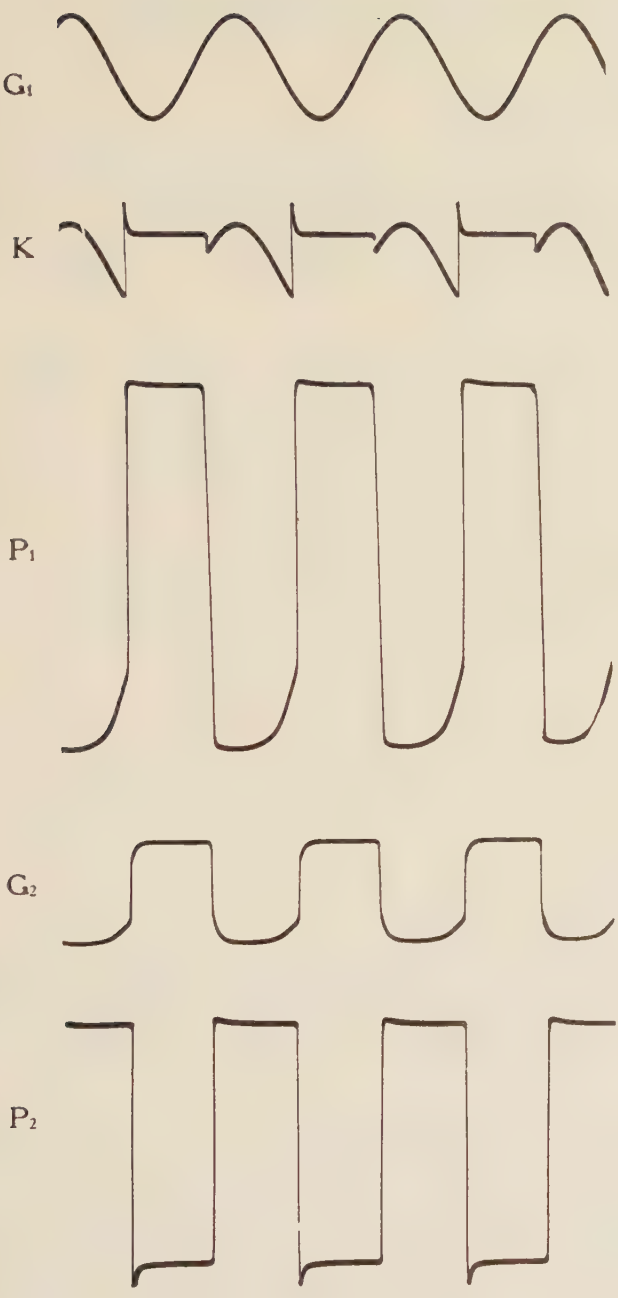
pour $a = 0{,}29$ si $\dfrac{R_1}{R_k} = 0{,}53$

4.1.5. Condensateur d'accélération.

En shuntant r par une petite capacité, de manière à compenser le pont diviseur r, r', on améliore sensiblement le temps de montée. Les oscillogrammes de la figure 58 sont relevés sur le circuit de la figure 33, mais avec un condensateur de 10 pF aux bornes de r. Ces oscillogrammes sont à comparer à ceux de la figure 34, qui sont relevés sur le même circuit, sans condensateur d'accélération.

On remarque que la durée de basculement est nettement diminuée; ce qui est surtout visible sur K, G_2 et P_2. Les pointes positives apparaissant sur v_k ainsi que les pointes négatives sur v_{p2} sont dues à la recharge du condensateur d'accélération.

Comme on peut le voir sur les oscillogrammes, le condensateur d'accélération, hormis les pointes et le basculement, ne modifie pas les signaux. En particulier la courbure de v_{p1} et de v_{g2} avant le rebasculement est identique sur les figures 34 et 58.



$R_1 = 20$ K

$R_2 = 10$ K

$R_k = 10$ K

$r = 250$ K

$r' = 100$ K

$U = 250$ V

$a = 0{,}29$

12 AT 7

Condensateur aux bornes de r :

$C = 10$ pF

Fig. 58

4.2. FLIP-FLOP A COUPLAGE CATHODIQUE

4.2.1. Fonctionnement.

Ce circuit est constitué par deux triodes, avec charge cathodique commune, la plaque de l'une étant reliée à la grille de l'autre par un condensateur temporisateur (fig. 59).

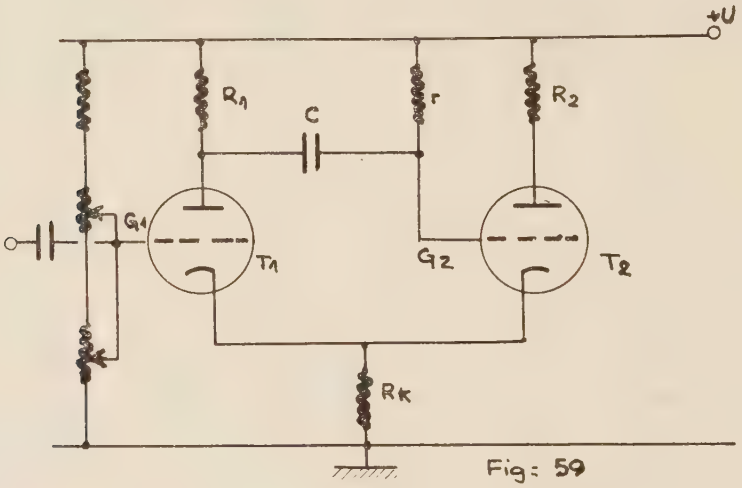
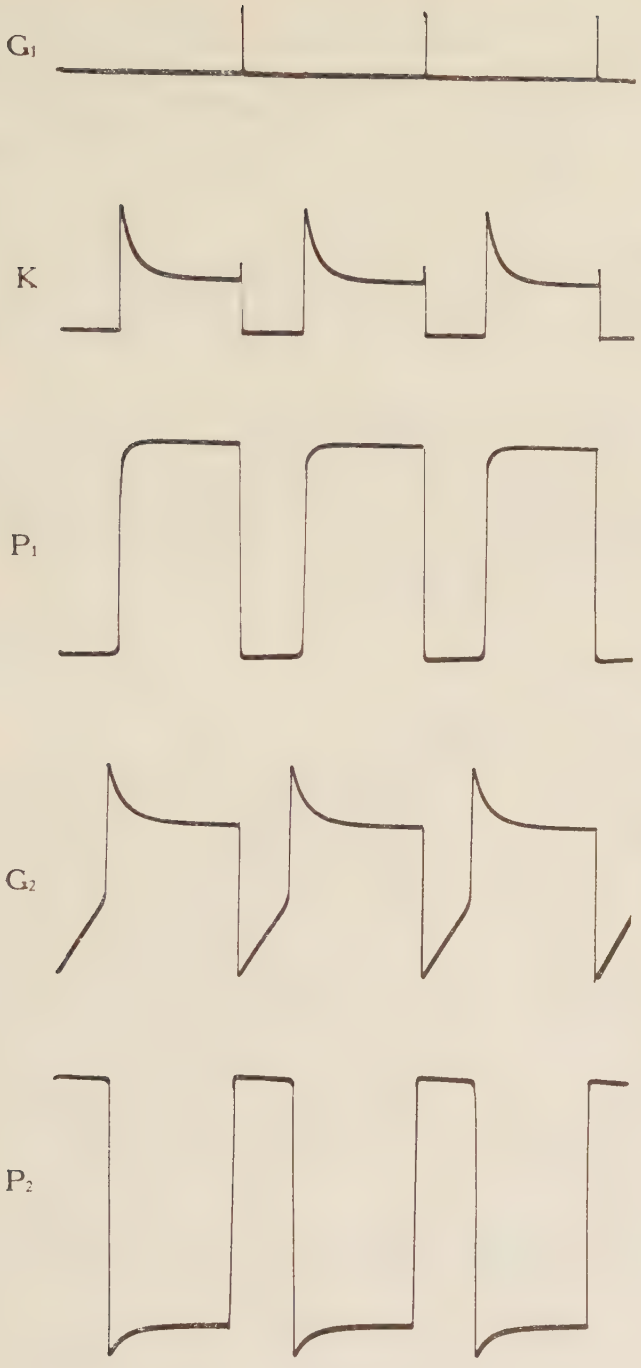


Fig: 59

Quand r est ramenée à la haute tension, l'état stable est T_2 conduisant et T_1 bloqué; le circuit bascule pour des impulsions positives sur G_1. Quand r est mise à la masse, l'état stable est T_1 conduisant et T_2 bloqué, les impulsions négatives injectées sur G_1 font basculer le circuit. Nous n'étudierons que le premier cas.

En état stable, v_{g2} s'établit à une tension d'équilibre v_2. v_k s'ajuste sur v_2. On règle v_{g1} à une valeur v_1 un peu inférieure à $v_2 - u_0$.

Quand on envoie une impulsion positive d'amplitude suffisante sur G_1, T_1 se met à conduire, v_{p1} et par conséquent v_{g2} baissent; v_k qui s'ajuste sur v_{g2} baisse également, ce qui rend la grille G_1 plus positive encore par rapport à sa cathode. Les effets sont cumulatifs : T_2 se bloque. Le condensateur C maintient G_2 très négative par rapport à la cathode; quand, à la fin de l'impulsion de déclenchement, v_{g1} revient à sa valeur de repos, C maintient le tube T_2 bloqué : le circuit demeure dans son état quasi-stable.



$R_1 = 3$ K

$R_2 = 3$ K

$R_k = 5$ K

$r = 1$ M

$C = 100$ pF

$U = 250$ V

$v_1 = 65$ V

12 AT 7

Impulsions de déclenchement :

amplitude : 10 V

fréquence : 30.000 Hz

10 V / div.

10 µs / div.

Fig. 60

Mais C se décharge à travers la boucle U r C T_1 R_k. La tension grille v_{g2} s'élevant exponentiellement, il arrive un moment où T_2 commence à débiter. V_k monte et, comme v_{g1} est fixe, T_1 se met à débiter moins : v_{p1} et par conséquent v_{g2} montent, ce qui renforce la montée exponentielle. Le circuit rebascule.

Les oscillogrammes de la figure 60 ont été relevés sur le circuit de la figure 59.

Les pointes qui apparaissent au rebasculement sont dues au condensateur C. En effet, la remontée brusque de v_{p1} entraîne celles de v_{g2} et de v_k qui présentent une pointe positive, ce qui provoque une pointe négative sur v_{p2}. La durée de ces pointes est celle de la recharge de C à travers la boucle U R_1 C G_2 K_2 R_k.

Ce circuit possède deux électrodes libres, G_1 et P_2, sur lesquelles on peut entrer et sortir un signal sans modifier les constantes du circuit. En outre, comme la durée de l'état quasi-stable est fonction de v_1, on peut facilement faire varier la durée de cet état. Le circuit délivre donc des impulsions rectangulaires de hauteur et de durée réglables pour des impulsions d'entrée quelconques. C'est un circuit de mise en forme des impulsions.

4.2.2. Etat stable.

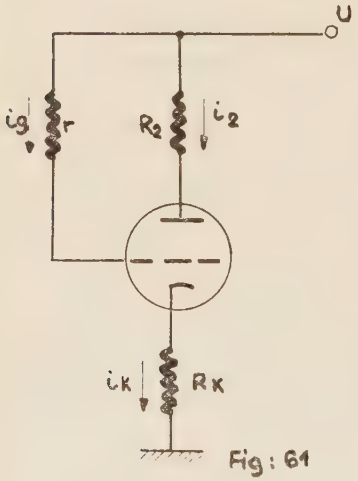
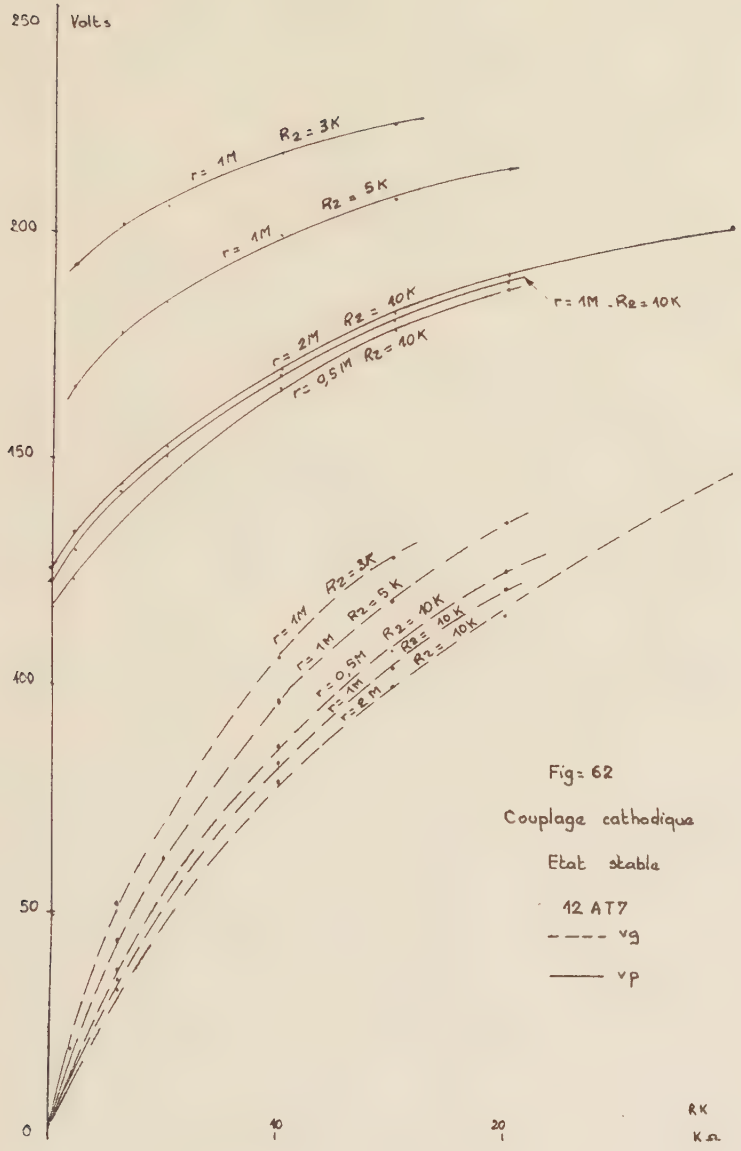


Fig : 61

Quand T_1 est bloqué, le circuit se réduit à celui de la figure 61. La tension v_g, ainsi que v_k qui s'ajuste sur v_g, s'établit à une valeur v_2, intermédiaire à U et la masse, qui dépend de r, R_2, R_k et du tube utilisé. Pour différentes valeurs de ces résistances, on a relevé les tensions v_p, v_g et v_k. Dans tous les cas, on a toujours $v_k = v_g$. Le tube essayé est un 12 AT 7 pour la figure 62 et un 6 J 6 pour la figure 63.

Les tensions et les courants durant l'état stable peuvent être calculés au moyen des équations du circuit :

$$v_{g2} - v_k = R_k\, i_k$$
$$i_k = i_2 + i_g$$
$$U = r\, i_g + v_{g2}$$
$$\rho_2\, i_2 = v_{p2} - v_k$$



Fig= 62

Couplage cathodique

Etat stable

12 AT7

---- vg

——— vp

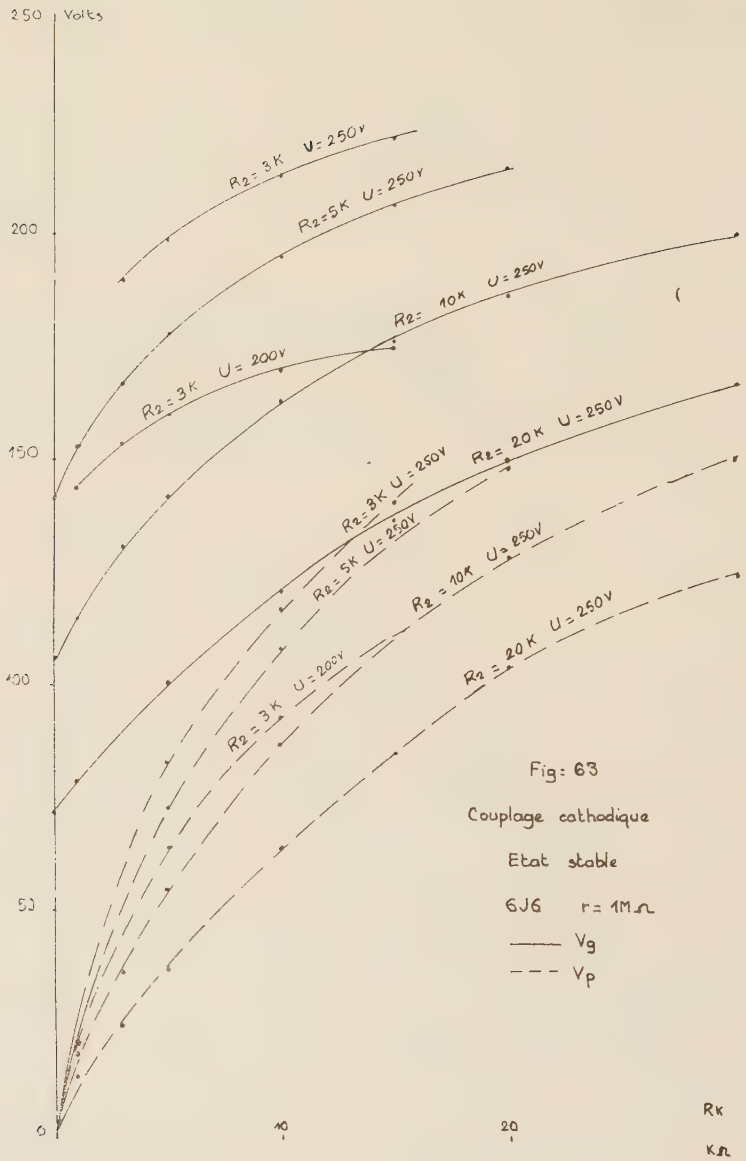


Fig: 63

Couplage cathodique

Etat stable

6J6 r = 1MΩ

D'où on tire les relations :

$$v_{g2} = v_k \frac{R_k U}{R_k + \rho_2 + R_2} \quad v_2$$

$$v_{p2} = \frac{(\rho_2 + R_k)\, U}{R_k + \rho_2 + R_2}$$

(4.20)

$$i_2 = \frac{U}{R_k + \rho_2 + R_2}$$

$$i_g = \frac{U}{r} \frac{\rho_2 + R_2}{R_k + \rho_2 + R_2}$$

dans lesquelles on a négligé $\frac{R_k}{r}$ devant 1.

Quant au tube T_1, on doit en principe avoir :

$$v_{g1} = v_1$$
$$v_{p1} = U$$
$$i_1 = O$$

Cependant v_1 est assez près de v_2 pour que T_1 débite un faible courant suffisant pour faire tomber v_{p1} de quelques volts.

4.2.3. Etat quasi-stable.

T_1 conduit et T_2 est bloqué par le condensateur C qui se décharge lentement à travers r.

Les tensions v_{p1} et v_k sont celles du tube à charges anodique et cathodique étudié au § 4.1.2. On a donc :

$$v_{g1} = v_1$$

$$v_k = v_1 + \frac{i}{\mu_1} \left(U - \frac{\rho_1 + R_1}{R_k} v_1 \right) \simeq v_1$$

$$v_{p1} = \frac{U(\rho_1 + \mu_1 R_k) - \mu_1 R_1 v_1}{\rho_1 + R_1 + \mu_1 R_k} \simeq U - \frac{R_1}{R_k} v_1$$

(4.21)

$$i_1 = i_k = \frac{v_k}{R_k}$$

$$v_{p2} = U$$
$$v_{g2} = f(t)$$

Ces relations, ainsi que le calcul ci-dessus sont vraies si i est négligeable devant i_1, ce qui est généralement le cas. On trouvera, à propos du multivibrateur à couplage cathodique, un calcul tenant compte de l'effet de i (§ 4.3.3).

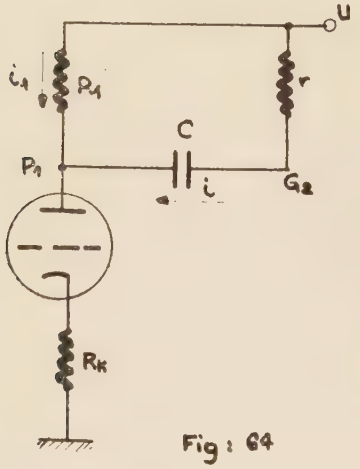


Fig : 64

Pendant la décharge de C, le circuit utile est celui de la figure 64. Soit i le courant à travers C, v est la tension aux bornes de C :

$$v = v_{p1} - v_{g2}$$

Juste avant le basculement :

$$v_{p1} = U$$
$$v_{g2} = v_2$$
$$v = v_0 = U - v_2$$

Juste après le basculement (t = 0) :

$$v_{p1} = U - \frac{R_1}{R_k} v_1$$

$$v_{g2} = v_{p1} - v_0 = v_2 - \frac{R_1}{R_k} v_1$$

Puis v_{g2} tend exponentiellement vers U, C se déchargeant à travers la boucle U r C T_1 R_k. On considère cependant v_{p1} constant, le courant i de décharge étant négligeable devant i_1. On a donc :

$$U - v_{g1} = - v + r\, i$$

$$v = - \int \frac{i\, dt}{C}$$

$$v_{g2} = U - r\, i$$

D'où :

$$C\, r\, di + i\, dt = O$$

et :

$$v_{g2} = U - (U - v_{p1} + v_0)\, e^{-\frac{t}{\theta}}$$

avec :

$$\theta = r\,C$$

ou :

$$v_{g2} = U - \left(U + \frac{R_1}{R_k} v_1 - v_2 \right) e^{-\frac{t}{\theta}} \qquad (4.22)$$

La décharge de C dure jusqu'à ce que T_2 commence à conduire, c'est-à-dire quand :

$$v_{g2} = v_k - u_2$$

u_2 étant la tension de blocage de T_2 pour $v_{pk} = U - v_1$.

On a alors, T_1 étant la durée de l'état quasi-stable :

$$v_{g2} = v_k - u_2 = U - (U - v_{p1} + v_0)\, e^{-\frac{T_1}{\theta}}$$

D'où :

$$T_1 = r\,C\,\mathrm{Log}\,\frac{U - v_{p1} + v_0}{U - v_k + u_2}$$

ou :

$$T_1 = r\,C\,\mathrm{Log}\,\frac{U + \frac{R_1}{R_k} v_1 - v_2}{U - v_1 + u_2} \qquad (4.23)$$

4.2.4. Linéarité.

T_1 est une fonction linéaire de v_1.

En effet, en se rappelant que :

$$v_2 = \frac{U\,R_k}{R_k + \rho_2 + R_2}$$

T_1 s'écrit

$$T_1 = r\,C\,\mathrm{Log}\,\frac{\frac{R_1}{R_k} v_1 + \frac{\rho_2 + R_2}{R_k + \rho_2 + R_2} U}{U + u_2 - v_1}$$

Par développement en série, il vient :

$$(4.24)\quad T_1 = r\,C \left\{ \operatorname{Log} \frac{R_1}{R_k} \frac{P}{Q} + (P + Q)\, v_1 + \tfrac{1}{2} (P^2 - Q^2)\, v_1^2 + \ldots + \frac{1}{n} \left[P^n + (-1)^{n+1} Q^n \right] v_1^n + \ldots \right\}$$

$$P = \frac{1}{U + u_2}$$

$$Q = \frac{1}{U} \frac{R_1}{R_k} \frac{R_k + \rho_2 + R_2}{\rho_2 + R_2}$$

En prenant R_1 tel que $P = Q$, c'est-à-dire :

$$(4.25)\qquad \frac{1}{R_1} = \left(\frac{1}{R_k} + \frac{1}{\rho_2 + R_2} \right) \frac{U + u_2}{U}$$

les termes d'ordre pair s'annulent et il reste :

$$(4.26)\qquad T_1 = rC \left[\operatorname{Log} \frac{R_1}{R_k} + 2 \frac{v_1}{U + u_2} + \frac{2}{3} \frac{v_1^3}{(U + u_2)^3} + \ldots + \frac{2}{2n - 1} \frac{v_1^{2n-1}}{(U + u_2)^{2n-1}} \right]$$

c'est-à-dire une expression de la forme

$$(4.27)\qquad T_1 = A + B\, v_1$$

Le terme en v_1^3 qui introduit un défaut de linéarité inférieur à 2 % est d'autant plus petit que le rapport $\dfrac{v_1}{U + u_2}$ est petit.

4.2.5. Etat stable. Recharge de C.

Quand T_1 se bloque, v_{p1} remonte jusqu'à U, entraînant v_{g2} et v_k par l'intermédiaire de C. v_{g2} et v_k présentent alors une pointe positive, v_{p2} une pointe négative; quant à v_{p1}, le créneau est fortement arrondi.

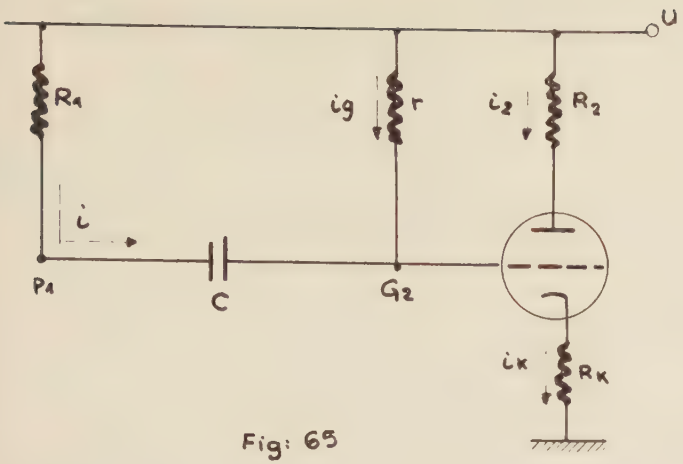


Fig: 65

Le circuit est celui de la figure 65. C se recharge à travers la boucle U R_1 C R_k. Mais cette fois, i n'est pas négligeable devant i_2.

Juste avant le rebasculement, on a :

$$v_{p1} = U - \frac{R_1}{R_k} v_1$$

$$v_{g2} = v_1 - u_2$$

$$v = v_0 = U - \frac{R_1 + R_k}{R_k} v_1 + u_2$$

Après le rebasculement, les équations du circuit sont les suivantes :

$$v_{g2} = v_k = U - r\, i_g = R_k\, i_k$$
$$i_k = i_2 + i_g + i$$
$$v_{p2} = U - R_2\, i_2$$

(4.28)

$$\rho_2\, i_2 = v_{p2} - v_k$$
$$v_{g2} = U - R_1\, i - v$$
$$dv = \frac{i}{C}\, dt$$

D'où on tire :

$$C\left(R_1 + R_k \frac{\rho_2 + R_2}{R_k + \rho_2 + R_2}\right) di + i\, dt = 0$$

$$v_{g2} = \frac{U + (\rho_2 + R_2)\, i}{R_k + \rho_2 + R_2} R_k$$

(4.29)

$$v_{p1} = U - R_1\, i$$

Après intégration :

$$i = i_0 \, e^{-\frac{t}{\theta}}$$

avec :

$$\theta = C \left(R_1 + \frac{R_k (\rho_2 + R_2)}{R_k + \rho_2 + R_2} \right) \tag{4.30}$$

$$i_0 = \frac{U - \left(1 + \dfrac{R_k}{\rho_2 + R_2} \right) v_0}{R_k + R_1 \left(1 + \dfrac{R_k}{\rho_2 + R_2} \right)} \tag{4.31}$$

D'où :

$$v_{g2} = \frac{U \, R_k}{R_k + \rho_2 + R_2} + \frac{U \dfrac{\rho_2 + R_2}{R_k + \rho_2 + R_2} - v_0}{1 + \dfrac{R_1}{R_k} + \dfrac{R_1}{\rho_2 + R_2}} \, e^{-\frac{t}{\theta}} \tag{4.32}$$

$$v_{p1} = U - \frac{U - \left(1 + \dfrac{R_k}{\rho_2 + R_2} \right) v_0}{1 + \dfrac{R_k}{R_1} + \dfrac{R_k}{\rho_2 + R_2}} \, e^{-\frac{t}{\theta}} \tag{4.33}$$

Cependant, quand on fait l'application numérique (§ 4.2.7) des relations ci-dessus, on s'aperçoit que la durée des pointes est 4 à 5 fois plus courte qu'en réalité.

C'est que, dans ce calcul, nous avons supposé

$$v_k = v_{g2}$$

En réalité — et ceci est une propriété de la diode constituée par la grille et la cathode de T_2 — on a :

$$\frac{dv_{gk}}{di_g} \neq 0$$

alors que $v_{gk} = 0$.

En tenant compte de ce fait, les équations du circuit s'écrivent :

$$
\begin{aligned}
& v_k = R_k\, i_k \\
& i_k = i + i_g + i_2 \\
& v_{g2} = U - r\, i_g = U - R_1 - v \\
& v_{p2} = U - R_2\, i_2 \\
& \rho_2\, i_2 = v_{p2} - v_k + \mu_2\,(v_{g2} - v_k)
\end{aligned}
\qquad (4.34)
$$

$$
v = \frac{1}{C} \int i \, dt
$$

$$
v_{g2} - v_k = f\,(i + i_g)
$$

Cette dernière relation est connue par la « caractéristique » de la diode G_2 — K dont la figure 14 fournit un exemple. On tire :

$$
R_1\, C\, di + C\, dv_{g2} + i\, dt = 0
$$

$$
v_{g2} = \frac{\dfrac{U}{r} + \dfrac{U}{\rho_2 + R_2} + i + \left(\dfrac{\mu_2 + 1}{\rho_2 + R_2} + \dfrac{1}{R_k} \right) f\,(i + i_g)}{\dfrac{1}{R_k} + \dfrac{1}{r} + \dfrac{1}{\rho_2 + R_2}} \qquad (4.35)
$$

$$
\begin{aligned}
& V_{p1} = U - R_1\, i \\
& i\, dt + 0\, di = 0
\end{aligned}
\qquad (4.36)
$$

en posant :

$$
\theta = C \left[R_1 + \frac{R_k\,(\rho_2 + R_2)}{R_k + \rho_2 + R_2} + \frac{\rho_2 + R_2 + \mu_2\, R_k}{R_k + \rho_2 + R_2} \frac{d}{d(i + i_g)} f\,(i + i_g) \right]
$$

où on a négligé la variation de i_g devant la variation de i, ainsi que $\frac{1}{r}$ devant $\frac{1}{R_k}$ et 1 devant μ.

On remarque (figure 66) que $\dfrac{d}{d(i + ig)} f\,(i + i_g)$ est la pente de la caractéristique de la diode G_2 — K. C'est également, par définition, la résistance ρ_k de l'espace grille-cathode.

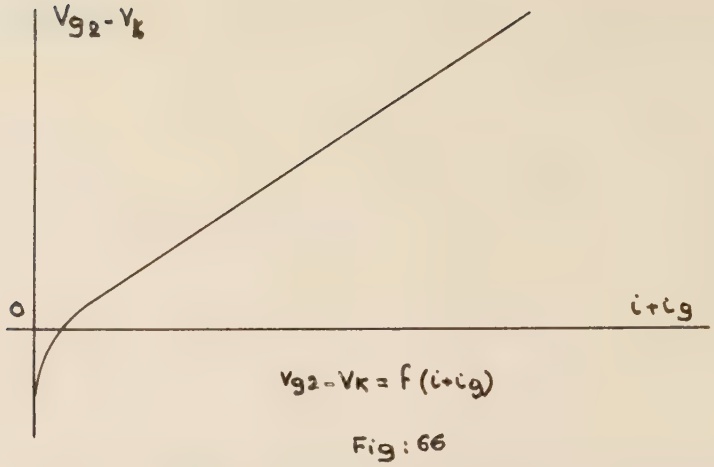


Fig : 66

Si on introduit le gain A du tube en cathode follower :

$$A = \frac{dv_k}{dv_{g2}} = \frac{\mu_2 R_k}{\rho_2 + R_2 + \mu_2 R_k} \tag{4.37}$$

θ s'écrit alors :

$$\theta = C \left(R_1 + R_k \frac{\rho_2 + R_2}{R_k + \rho_2 + R_2} + \frac{\rho_k}{1 - A} \right) \tag{4.38}$$

En notant que A est voisin de 1, on voit que dans θ le terme prépondérant est $\frac{\rho_k}{1 - A}$, terme qui avait été négligé dans la relation (4.30).

Après intégration, on a :

$$i = i_0 \, e^{-\frac{t}{\theta}}$$

avec :

$$i_0 = \frac{U - \left(1 + \frac{R_k}{\rho_2 + R_2} \right) v_0}{R_k + R_1 \left(1 + \frac{R_k}{\rho_2 + R_2} \right)}$$

$$v_0 = U - \frac{R_1 + R_k}{R_k} v_1 + u_2 \tag{4.39}$$

en négligeant $\frac{1}{r}$ devant $\frac{1}{R_k}$ et $v_{g2} - v_k$ devant U.

Les expressions de v_{g2} et v_{p1} sont données par les relations 4.32 et 4.33 dans lesquelles seul θ est changé.

4.2.6. Zone de stabilité.

Le circuit ne fonctionne en flip-flop que si v_1 est compris entre deux valeurs :

a) une valeur maximale au-delà de laquelle le circuit fonctionne en multivibrateur. En effet, si v_1 est supérieur à $v_2 - u_1$, le tube T_1 va commencer à débiter à la fin de la recharge de C, au lieu de rester en état stable.

b) une valeur minimale en deçà de laquelle il n'est pas possible de faire basculer le circuit. En effet, si on n'a pas

$$v_1 > v_{g2} + u_2$$

v_{g2} étant la valeur de la tension grille juste après le basculement, le tube T_2 continuera à conduire et le circuit restera dans son état stable.

D'après la relation (4.22), la valeur de v_{g2} juste après le basculement est :

$$v_2 - \frac{R_1}{R_k} v_1 \qquad (t = 0)$$

On doit donc avoir :

$$v_1 > v_2 - \frac{R_1}{R_k} v_1 + u_2$$

c'est-à-dire :

(4.40)
$$v_1 > \frac{v_2 + u_2}{1 + \frac{R_1}{R_k}}$$

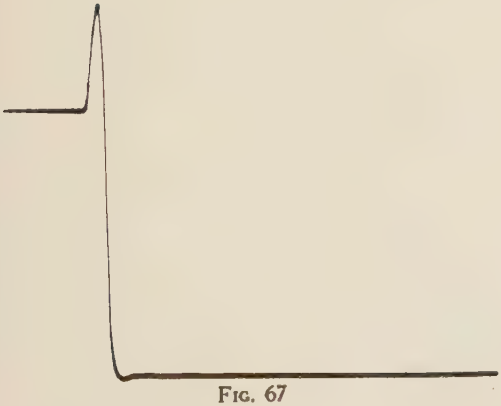


Fig. 67

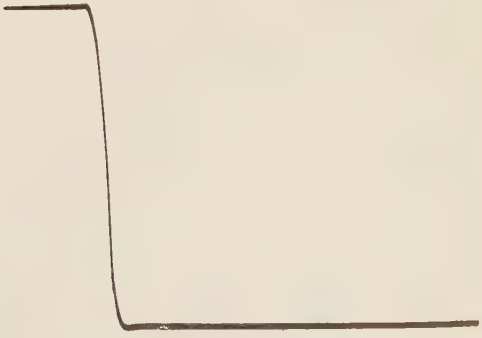


Fig. 68

En définitive, on doit donc avoir :

$$(4.41) \qquad \frac{v_2 + u_2}{1 + \frac{R_1}{R_k}} < v_1 < v_2 - u_1$$

L'oscillogramme de la figure 67 représente le basculement de la cathode pour des impulsions de déclenchement de 10 volts et pour $v_1 = 65$ volts. C'est l'agrandissement du second oscillogramme de la figure 60.

L'oscillogramme de la figure 68 montre le basculement de la même cathode pour des impulsions de déclenchement de 1 volt et pour $v_1 = 68{,}5$ V, c'est-à-dire un peu en-dessous de la limite supérieure de v_1.

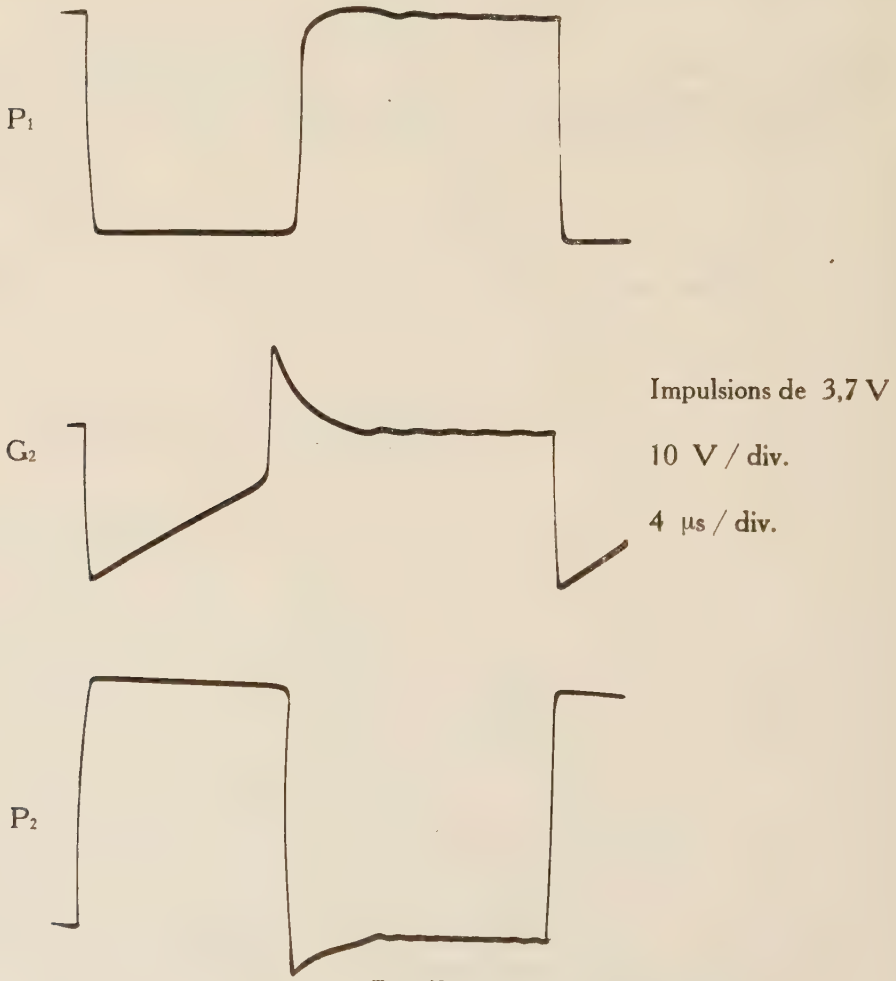


Fig. 69

Quand v_1 atteint v_1 maxi, il se produit un régime *instable*, le circuit passant alternativement du régime *monostable* au régime *astable*. Sur l'écran de l'oscilloscope se superposent donc les tensions de l'état astable et celles de l'état monostable, le régime astable étant d'ailleurs synchronisé par les impulsions de déclenchement du flip-flop.

Les oscillogrammes de la figure 69 montrent les tensions de l'état monostable juste avant l'état instable. On remarque que les tensions présentent des oscillations amorties, les tensions de l'état astable qui s'établit pour un v_1 plus élevé, prolongent exactement le creux (sur P_1 et G_2) qui précède la première de ces oscillations.

L'oscillogramme est pris sur le même circuit que celui de la figure 60, mais avec $v_1 = 69$ V.

4.2.7. Exemple numérique.

$R_1 = 3$ kΩ — $U = 250$ V
$R_2 = 3$ kΩ — $v_1 = 65$ V
$R_k = 5$ kΩ — 12 AT 7
$r = 1.000$ kΩ
$C = 100$ pF

a) Etat stable.

Pour $v_{gk} = 0$ V
$v_{pk} = 130$ V

on a (fig. 6 et 7) :

$\rho_2 = 9$ kΩ
$S_2 = 8{,}5$ mA/V
$\mu_2 = 76$

D'où :

$v_{g1} = v_1 = 65$ V
$v_k = v_{g2} = v_2 = 73{,}5$ V
$v_{p1} = 250$ V
$v_{p2} = 206$ V
$i_1 = 0$
$i_2 = 14{,}7$ mA

b) Etat quasi-stable.

$v_{g1} = v_k = v_1 = 65$ V
$v_{p1} = 211$ V
$v_{p2} = 250$ V

$$v_{g2} = 250 - 215{,}5\ e^{-\frac{t}{\theta}}$$

$\theta = 100$ µs
$T_1 = 12{,}6$ µs
$i_1 = 13$ mA
$i = 0{,}21$ mA (pour $t = 0$)
$v_0 = 176{,}5$ V

c) Linéarité.

(4.24) s'écrit, les temps étant en microsecondes :

$$T_1 = -36{,}8 + 0{,}732\ v_1 + 1{,}92.10^{-4}\ v_1^2 + 3{,}32.10^{-6}\ v_1^3 + \ldots$$

et, avec $v_1 = 65$ V :

$$T_1 = -36{,}8 + 47{,}5 + 0{,}81 + 0{,}91 = 12{,}5\ \mu s$$

En prenant pour R_1 la valeur donnée par la relation (4.25) :

$$R_1 = 3{,}46\ K$$

il vient :

$$T_1 = -36{,}8 + 0{,}784\ v_1 + 4{,}03.10^{-6}\ v_1^3 \ldots$$

Avec $v_1 = 65$ V :

$$T_1 = -36{,}8 + 51{,}0 + 1{,}11 = 15{,}3\ \mu s$$

d) Etat stable — Recharge de C.

$$\theta' = 0{,}653\ \mu s$$
$$v_0 = 151\ V$$
$$i_0 = 3{,}9\ mA$$

$$v_{g2} = 73{,}5 + 13{,}7\ e^{-\frac{t}{\theta'}}$$

$$v_{p1} = 250 - 11{,}7\ e^{-\frac{t}{\theta'}}$$

à $t = 0$:

$$v_{g2} = 87{,}2\ V$$
$$v_{p1} = 238{,}3\ V$$

Au bout de 1,7 µs v_{g2} ne dépasse plus sa valeur asymptotique que de 1 volt; au bout de 1,6 µs v_{p1} est de 1 volt au-dessous de sa valeur asymptotique. Or, on voit sur les oscillogrammes que cette durée est de 7 microsecondes environ. En tenant compte de la résistance ρ_k, on obtient :

$$A = 0{,}957$$
$$\rho_k = 0{,}92\ k\Omega \text{ pour } v_{gk} = 0 \qquad \text{(fig. 14)}$$
$$\theta' = 2{,}80\ \mu s$$
$$i_0 = 3{,}9\ mA$$
$$v_0 = 151\ V$$

$$v_{g2} = 73{,}5 + 13{,}7\ e^{-\frac{t}{\theta'}}$$

$$v_{p1} = 250 - 11{,}7\ e^{-\frac{t}{\theta'}}$$

v_{g2} dépasse de 1 volt sa valeur asymptotique au bout de 7,3 µs et v_{p1} est de 1 volt au-dessous de sa valeur asymptotique au bout de 6,9 µs. Ces valeurs correspondent exactement à celles des oscillogrammes.

e) Zones de stabilité.

Le circuit fonctionne en flip-flop si :

$$49 \text{ V} < v_1 < 68{,}5 \text{ V}$$

f) Courbes représentatives.

Les courbes 70, 71 et 72 représentent la variation de v_{g1}, v_{p1}, v_{g2}, v_{p2} et v_k en fonction du temps. Ces courbes sont tracées point par point au moyen des équations ci-dessus. La tension v_{p2} est déterminée à partir de la tension $v_{g2} = v_k$.

Les impulsions de déclenchement sont supposées être de 10 volts et de durée 0,5 µs, avec une période de 30 µs.

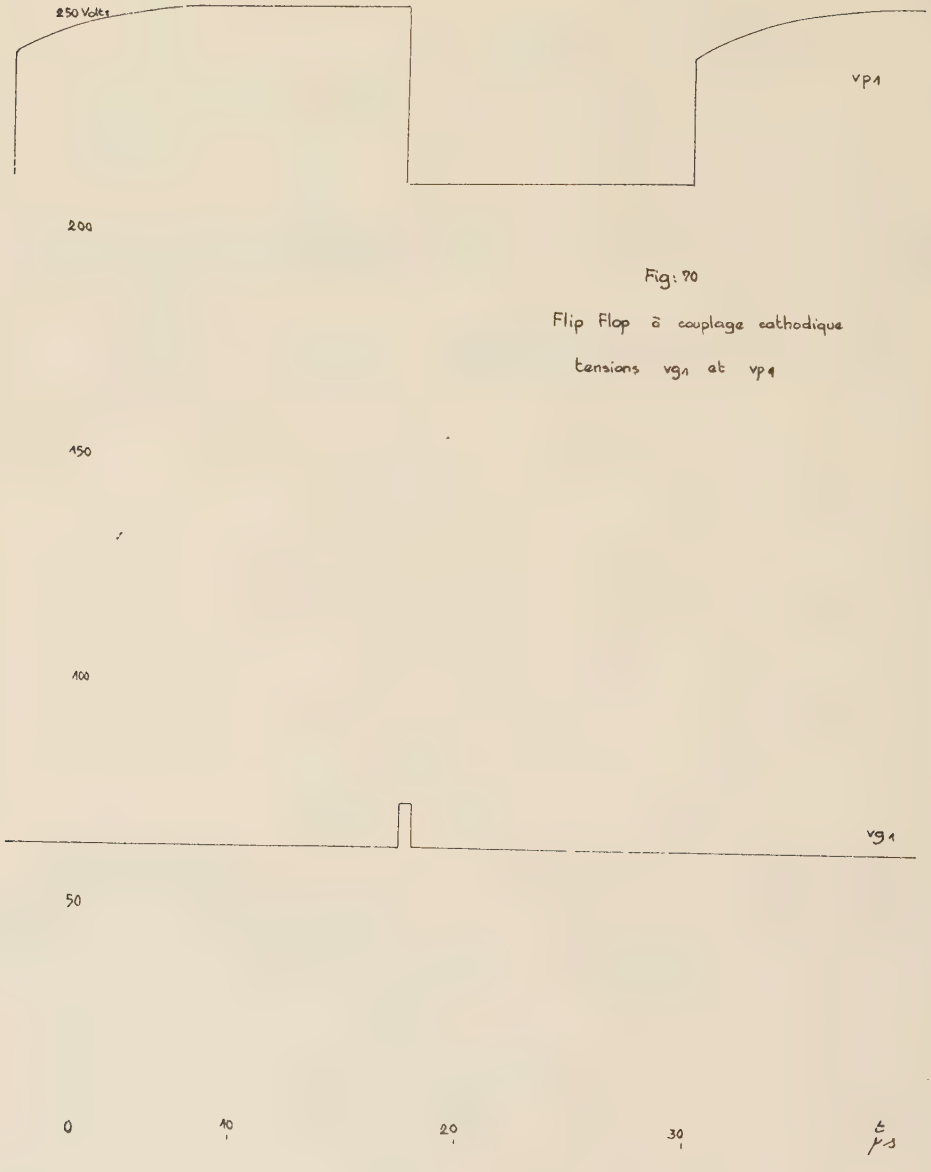


Fig: 70

Flip Flop à couplage cathodique

tensions v_{g1} et v_{p1}

Fig : 71

Flip Flop à couplage cathodique

tensions v_{g2} et v_{p2}

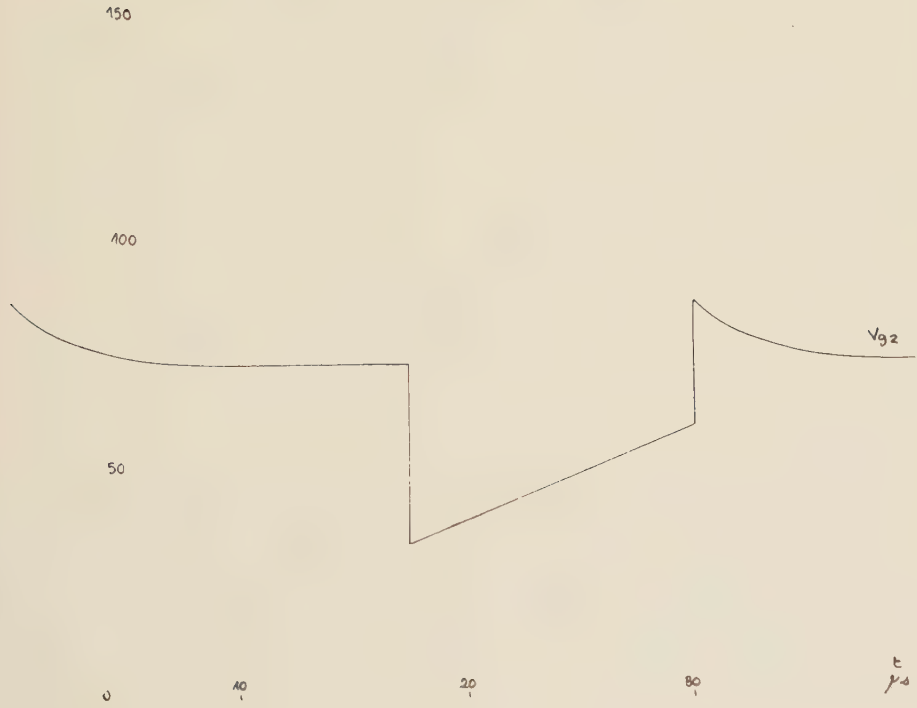
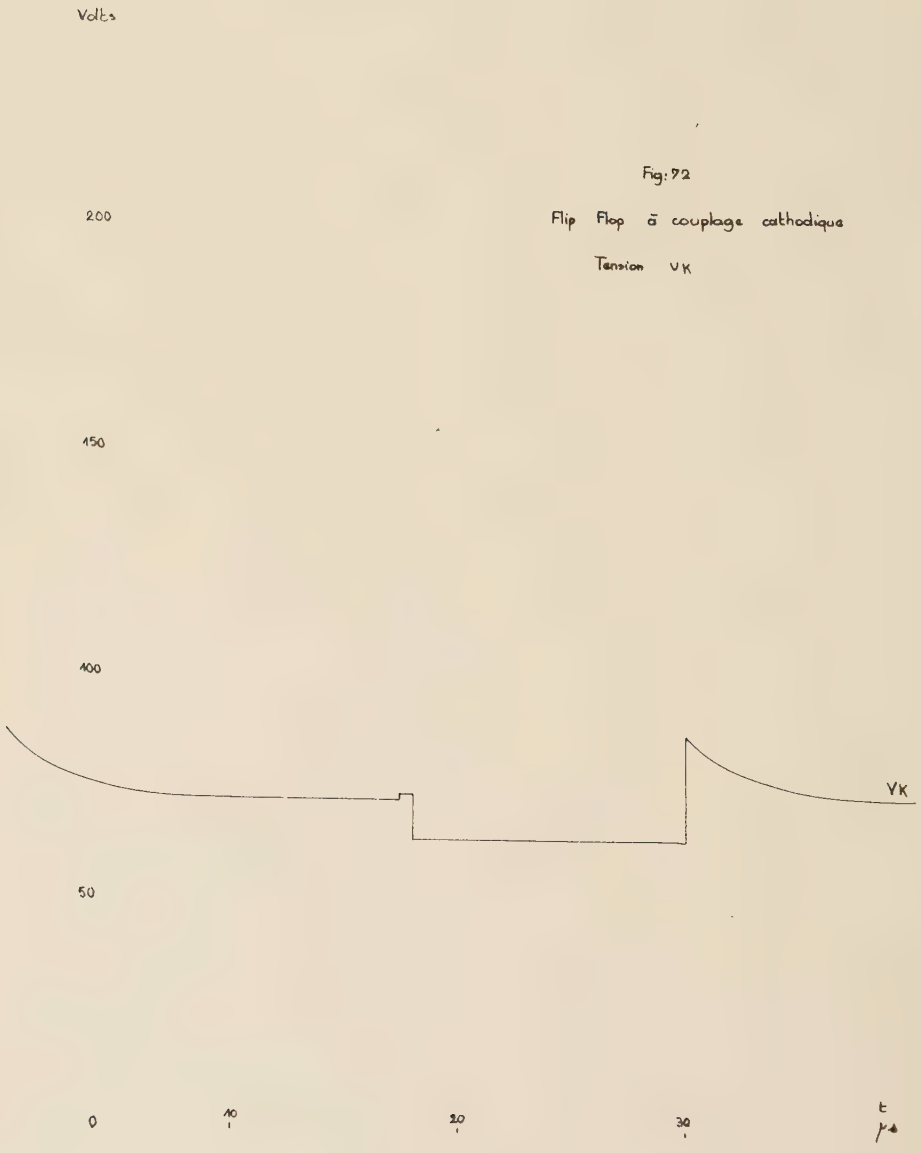


Fig: 72

Flip Flop à couplage cathodique

Tension v_K



4.3. MULTIVIBRATEUR A COUPLAGE CATHODIQUE

4.3.1. Fonctionnement.

Ce multivibrateur n'est ni plus ni moins qu'un flip-flop à couplage cathodique fonctionnant en régime astable (figure 73). Le circuit est identique à celui de la figure 59, mais le potentiomètre $r_1 - r'_1$ est réglé de façon que v_1 ait une valeur supérieure à celle du flip-flop.

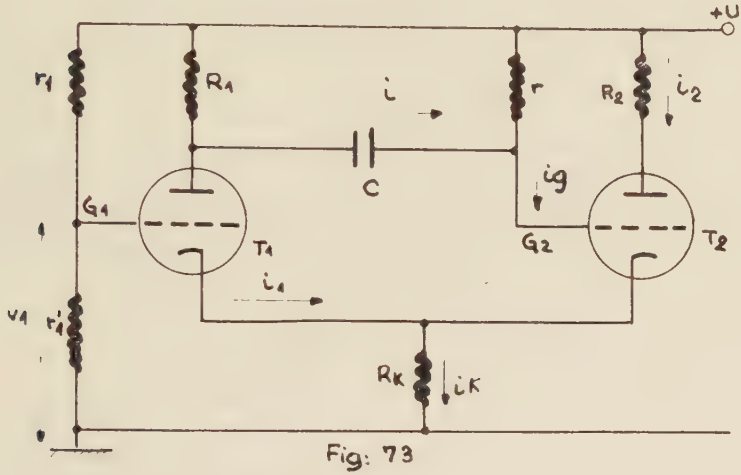


Fig: 73

Si, à un instant donné, T_2 est bloqué et T_1 conduit, v_{g2} monte exponentiellement, par suite de la décharge de C à travers r C T_1 R_k. Le circuit bascule et C se recharge à travers la boucle R_1 C G_2 K_2 R_k, ce qui fait baisser v_{g2} suivant une exponentielle. v_k s'ajuste sur v_{g2} et les tensions tendent vers les valeurs qu'elles auraient si le circuit fonctionnait en flip-flop; mais, v_k continuant à descendre, il arrive un moment où T_1 commence à débiter et le circuit bascule.

Les oscillogrammes de la figure 74 ont été relevés sur le circuit de la figure 73.

L'oscillogramme de la figure 75 représente la tension grille v_{g1}, prise dans les mêmes conditions que les oscillogrammes de la figure 74, sauf que l'amplification verticale est de 1 V/div.

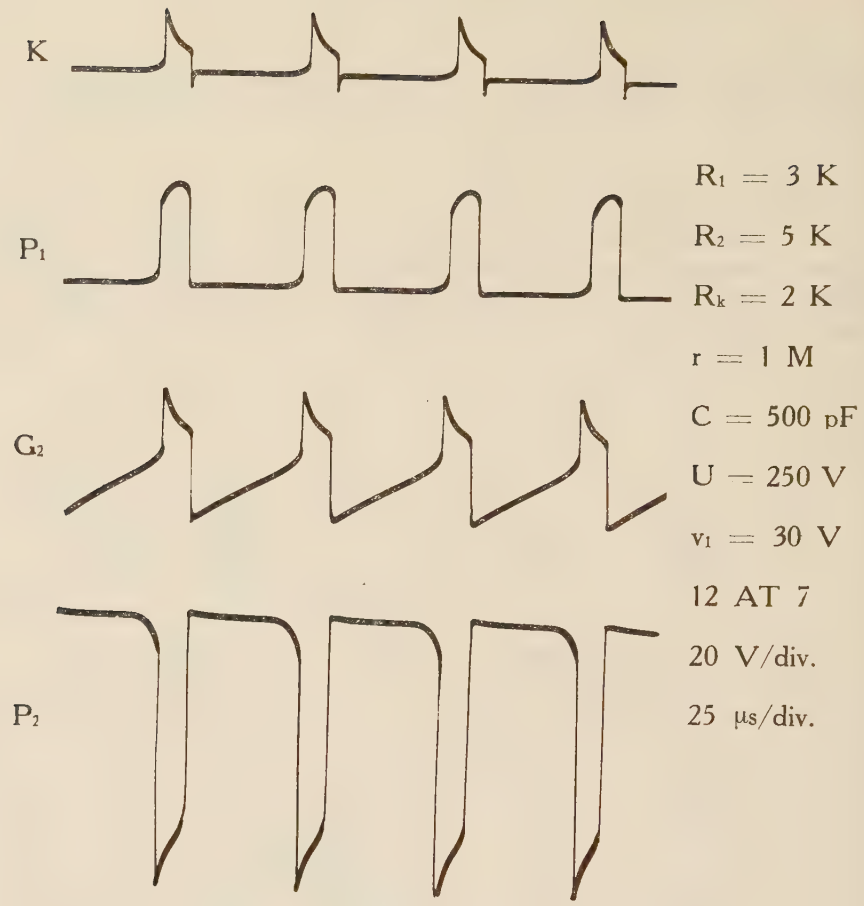


FIG. 74

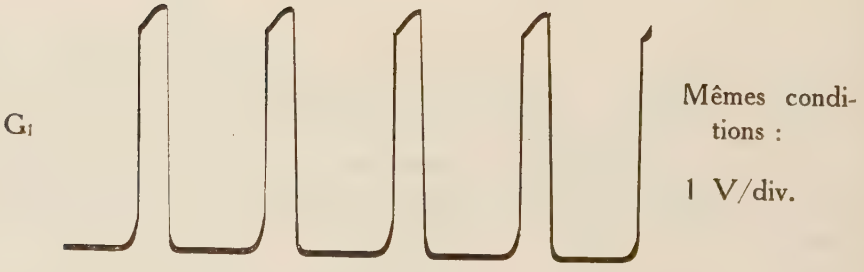


FIG. 75

Ce qui montre que, lorsque T_1 conduit, r_1 est traversé par un petit courant grille suffisant pour faire tomber v_{g1} de quelques Volts. Dans l'étude ci-après nous n'avons pas tenu compte de ce phénomène secondaire.

4.3.2. Equations du circuit.

Le circuit, dans l'un ou l'autre état, est représenté par les équations ci-dessous :

$$
\begin{aligned}
&v_{g1} = v_1 \\
&v_{p1} = U - R_1 (i_1 + i) \\
&\rho_1 \, i_1 = v_{p1} - v_k + \mu_1 (v_{g1} - v_k) \\
&v_{g2} = U - r (i_g - i) \\
&v_{p2} = U - R_2 \, i_2 \\
&\rho_2 \, i_2 = v_{p2} - v_k + \mu_2 (v_{g2} - v_k) \\
&v_k = R_k (i_1 + i_2 + i_g) \\
&v = v_{p1} - v_{g2} \\
&C \, dv = i \, dt \\
&v_{g2} - v_k = f (i_g)
\end{aligned}
\qquad (4.42)
$$

La dernière relation s'écrit, par différentiation :

$$d(v_{g2} - v_k) = \frac{d}{di_g} f (i_g) . \frac{di_g}{di} . di$$

On remarque que $d(i_g - i)$ est négligeable devant di, même si $i_g - i$ n'est pas négligeable devant i. Par conséquent, on peut écrire (avec une erreur inférieure à 2 %) :

$$\frac{di_g}{di} = 1$$

et :

$$d(v_{g2} - v_k) = \rho_k \, di \qquad (4.43)$$

4.3.3. Etat 1. T_1 conduit.

Dans ce cas :

$$i_g - i_2 = 0$$

En éliminant v_{p1}, v_k et i_1, il vient :

$$v + \frac{\theta}{C} i + \frac{R_1}{\rho_1 + R_1} \frac{U + \mu_1 v_1}{1 + R_k \dfrac{\mu_1 + 1}{\rho_1 + R_1}} = 0$$

en posant :

$$\theta = \left(r + R_1 - \frac{R_1}{\rho_1 + R_1 + \mu_1 R_k} \right) C \qquad (4.44)$$

ou encore, en négligeant le troisième terme :

$$\theta = (r + R_1) \, C \qquad (4.45)$$

Par différentiation, on a :

$$dv + \frac{\theta}{C} di = 0$$

ou :

$$dt + \theta \frac{di}{i} = 0$$

D'où :

$$i = i_0 \, e^{-\frac{t}{\theta}}$$

i_0 étant la valeur de i pour $t = 0$, et v_0 la valeur de v correspondante.

On tire :

$$v_0 = -\frac{\theta}{C} i_0 - R_1 \frac{U + \mu_1 v_1}{\rho_1 + R_1 + \mu_1 R_k} \tag{4.46}$$

D'où :

$$v_{g2} = U - \frac{r C}{\theta} (v_0 + B) \, e^{-\frac{t}{\theta}} \tag{4.47}$$

$$v_{p1} = U - B + \frac{\theta - r C}{\theta} (v_0 + B) \, e^{-\frac{t}{\theta}} \tag{4.48}$$

avec :

$$B = R_1 \frac{U + \mu_1 v_1}{\rho_1 + R_1 + \mu_1 R_1} \simeq \frac{R_1}{R_k} v_1 \tag{4.49}$$

4.3.4. Etat 2. T_2 conduit.

Contrairement au flip-flop à couplage cathodique, T_1 est ici complètement bloqué, sauf juste avant le basculement, puisque v_{g1} est de beaucoup inférieur à v_k. Par conséquent $i_1 = 0$.

En éliminant i_2, v_{g2}, v_{p2} et v_k, il vient :

$$-U + v\left(1 + \frac{R_k}{r} + \frac{R_k}{\rho_2 + R_2}\right) + R_1\left(1 + \frac{R_k}{r} + \frac{R_k}{\rho_2 + R_2} + \frac{R_k}{R_1}\right) i + \left(1 + \frac{\mu_2 R_k}{\rho_2 + R_2}\right) f(i_g) = 0$$

En différentiant :

$$dv + \left(R_1 + R_k \frac{\rho_2 + R_2}{R_k + \rho_2 + R_2} \right) di + \frac{\rho_2 + R_2 + \mu_2 R_k}{R_k + \rho_2 + R_2} \rho_k \, di = 0$$

ou encore :

$$dt + \theta' \frac{di}{i} = 0$$

en posant :

$$\theta' = \left(R_1 + \frac{(R_k + \rho_k)(\rho_2 + R_2) + \rho_k R_k \mu_2}{R_k + \rho_2 + R_2} \right) C \tag{4.50}$$

D'où :

$$i = i_0 \, e^{-\frac{t}{\theta'}}$$

avec $i = i_0$ et $v = v'_0$ pour $t = 0$.

i_0 et v'_0 sont liés par la relation :

$$i_0 = \frac{U - \left(1 + \frac{R_k}{\rho_2 + R_2} \right) v'_0}{R_1 \left(1 + \frac{R_k}{R_1} + \frac{R_k}{\rho_2 + R_2} \right)} \tag{4.51}$$

D'où :

$$v_{g2} = \frac{R_k U}{R_k + \rho_2 + R_2} + \frac{\frac{\rho_2 + R_2}{R_k + \rho_2 + R_2} U - v'_0}{1 + \frac{R_1}{R_k} + \frac{R_1}{\rho_2 + R_2}} e^{-\frac{t}{\theta'}} \tag{4.52}$$

$$v_{p1} = U - \frac{U - \left(1 + \frac{R_k}{\rho_2 + R_2} \right) v'_0}{1 + \frac{R_k}{R_1} + \frac{R_k}{\rho_2 + R_2}} e^{-\frac{t}{\theta'}} \tag{4.53}$$

En écrivant que $v_{p2} = U - R_2\, i_2$, on obtient :

$$v_{p2} = \frac{\rho_2\, U + R_2\, v_{g2}}{\rho_2 + R_2} \qquad (4.54)$$

Mais, en écrivant v_{p2} en fonction de v_{g2} et i, on obtient l'expression suivante, en négligeant $\frac{1}{r}$ et $\frac{1}{\mu_2}$ devant 1 :

$$v_{p2} = U - \frac{R_2}{R_k}(v_{g2} - R_k\, i) \qquad (4.55)$$

On retrouve la forme de la relation (4.1), avec le terme R_k i en plus.

4.3.5. Période.

La durée de l'état 1 est $t = T_1$ tel que :

$$v_{g2} = U - \frac{r\,C}{\theta}(v_0 + B)\, e^{-\frac{T_1}{\theta}} - v_1 - u_2$$

d'où :

$$T_1 = \theta\ \mathrm{Log}\ \frac{r\,C}{\theta}\ \frac{v_0 + B}{U - v_1 + u_2} \qquad (4.56)$$

La durée de l'état 2 est $t = T_2$ tel que :

$$v_{g2} = \frac{R_k\, U}{R_k + \rho_2 + R_2} + \frac{\dfrac{\rho_2 + R_2}{R_k + \rho_2 + R_2}\, U - v'_0}{1 + \dfrac{R_1}{R_k} + \dfrac{R_1}{\rho_2 + R_2}}\, e^{-\frac{T_2}{\theta'}} = v_1 + u_1$$

d'où : (4.57)

$$T_2 = \theta'\ \mathrm{Log}\ \frac{\dfrac{\rho_2 + R_2}{R_k + \rho_2 + R_2}\, U - v'_0}{\left(1 + \dfrac{R_1}{R_k} + \dfrac{R_1}{\rho_2 + R_2}\right)\left(v_1 + u_1 - \dfrac{R_k\, U}{R_k + \rho_2 + R_2}\right)}$$

En remarquant que $v_{p1} - v_{g2}$ a pour valeur v_0 à la fin de l'état 2, et v'_0 à la fin de l'état 1, on obtient :

$$v'_0 = -B + (v_0 + B)\, e^{-\frac{T_1}{\theta}}$$

$$v_0 = \frac{\rho_2 + R_2}{R_k + \rho_2 + R_2} U - \left(\frac{\rho_2 + R_2}{R_k + \rho_2 + R_2} U - v'_0 \right) e^{-\frac{T_2}{\theta'}}$$

ou encore :

$$(4.58) \qquad v'_0 = -B + \frac{\theta}{r\,C} (U - v_1 + u_2)$$

$$(4.59) \qquad v_0 = \left(1 + \frac{R_1}{\rho_2 + R_2} \right) U - \left(1 + \frac{R_1}{R_k} + \frac{R_1}{\rho_2 + R_2} \right) (v_1 + u_1)$$

En portant dans les relations (4.54) et (4.55), on obtient les expressions de T_1 et T_2, indépendantes des conditions initiales.

V. — ÉQUATIONS GÉNÉRALES DES CIRCUITS COUPLÉS NON LINÉAIRES

5.1. INTRODUCTION

Jusqu'à maintenant nous avons analysé séparément le fonctionnement de chaque circuit. Nous avons utilisé une représentation pseudo-linéaire des tubes à vide, c'est-à-dire que nous avons supposé v_p, v_g et i_p liés par une relation linéaire dont les coefficients sont constants dans un petit intervalle. Cette méthode qui permet une analyse approfondie et exacte du fonctionnement du circuit oblige à effectuer les calculs point par point.

Pour analyser le fonctionnement des circuits couplés non-linéaires d'une façon plus générale, nous allons maintenant adopter une approximation parabolique des caractéristiques des tubes, les coefficients ρ et μ étant cette fois constants. Les valeurs obtenues ne sont plus qu'approximatives, mais ceci est sans importance, l'essentiel étant de disposer d'un outil mathématique permettant de représenter l'allure de la variation.

5.2. CARACTERISTIQUES DYNAMIQUES

5.2.1. Représentation pseudo-linéaire.

En représentation pseudo-linéaire, les tensions d'un tube à vide ayant une charge anodique R sont liées par :

$$\rho\ i_p = v_{pk} + \mu\ v_{gk}$$
$$v_{pk} = U_1 - R\ i_p$$

avec :

$$U_1 = U - v_k$$

D'où :

$$i_p = \frac{\mu}{\rho + R}\ v_{gk} + \frac{U_1}{\rho + R}$$

ou encore :

$$i_p = \frac{\mu}{\rho + R} u \qquad (5.1)$$

en posant :

$$u = v_{gk} + u_0$$

$$u_0 = \frac{U_1}{\mu}$$

u_0 est la tension de blocage du tube pour $v_{pk} = U_1$. Il est commode de rapporter les tensions grille à cette origine. La relation (5.1) est la *caractéristique dynamique* en représentation pseudo-linéaire.

5.2.2. Représentation parabolique.

On considère maintenant que les caractéristiques dynamiques du tube sont des paraboles :

— passant par le point ($u = 0, i_p = 0$) et ayant une tangente horizontale en ce point;

— étant tangentes à la caractéristique linéaire au point d'abscisse $u = u_0$.

$$i_p = k\, u^2$$

$$2\, k\, u_0 = \frac{\mu}{\rho + R}$$

D'où l'équation de la caractéristique dynamique :

$$i_p = \frac{\mu}{\rho + R} \frac{u^2}{2\, u_0} \qquad (5.2)$$

Les coefficients μ et ρ sont constants et égaux à leur valeur au point $u = u_0$.

EXEMPLE :

12 AT 7
$U_1 = U = 250$ V
R 20 k Ω

Sur le réseau de caractéristiques (figure 2), on relève :

$u_g = 6$ V
ρ 11 k Ω
$\mu = 80$

$$\frac{\mu}{\rho + R} = 2{,}58$$

Le tableau ci-dessous compare les valeurs relevées sur le réseau et les valeurs calculées :

v_g	u	v_p	i_p relevé sur réseau	i_p calculé
0 V	6 V	97 V	7,7 mA	7,7 mA
— 1	5	136	5,7	5,4
— 2	4	170	4,0	3,4
— 3	3	202	2,5	1,94
— 4	2	225	1,2	0,86
— 5	1	245	0,5	0,21
— 6	0	250	0	0

5.2.3. Surface caractéristique.

Les tensions du tube sont données par les deux relations :

$$i_p = \frac{\mu}{\rho + R} \frac{u^2}{2\ u_0}$$

$$v_p = U_1 - R\ i_p$$

En éliminant R :

$$(5.3) \qquad i_p = \frac{\mu}{2\ \rho\ u_0} u^2 + \frac{v_p - U_1}{\rho}$$

ou :

$$u^2 + \frac{2\ u_0}{\mu} (v_p - \rho\ i_p - U_1) = 0$$

La surface caractéristique est un cylindre parabolique dont le plan de symétrie est

$$u = 0$$

et le plan tangent

$$v_p - \rho\ i_p - U_1 = 0$$

Dans le plan u = constante, la trace du cylindre est la droite :

$$\rho\ i_p = v_p + \frac{\mu\ u^2}{2\ u_0} - U_1$$

Pour u = 0, on obtient la trace du plan tangent au cylindre parabolique.

L'ensemble des projections des traces sur le plan u - 0 constitue le réseau des caractéristiques statiques

$$ip = f(v_p) \qquad \text{à } u = C^{ste}$$

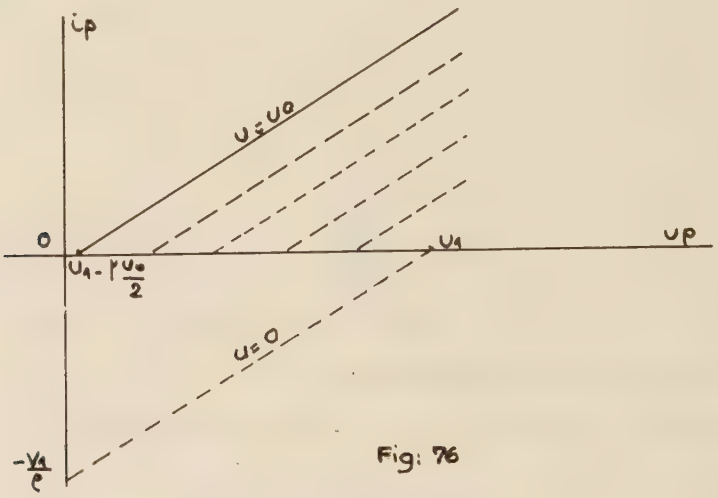


Fig: 76

Dans le plan $v_p = C^{ste}$, la trace du cylindre est la parabole

$$i_p = \frac{\mu}{2\,\rho\,u_0}\,u^2 - \frac{U_1 - v_p}{\rho}$$

L'ensemble des projections des traces sur le plan v_p - U_1, constitue le réseau des caractéristiques statiques :

$$i_p = f(u) \qquad \text{à } v_p = C^{ste}$$

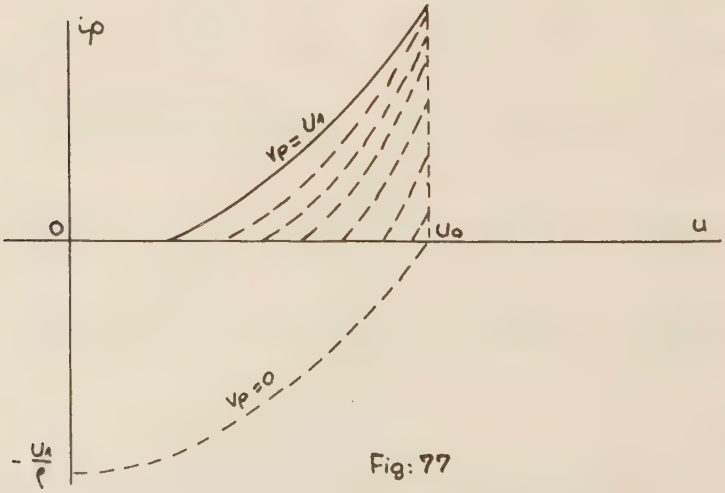
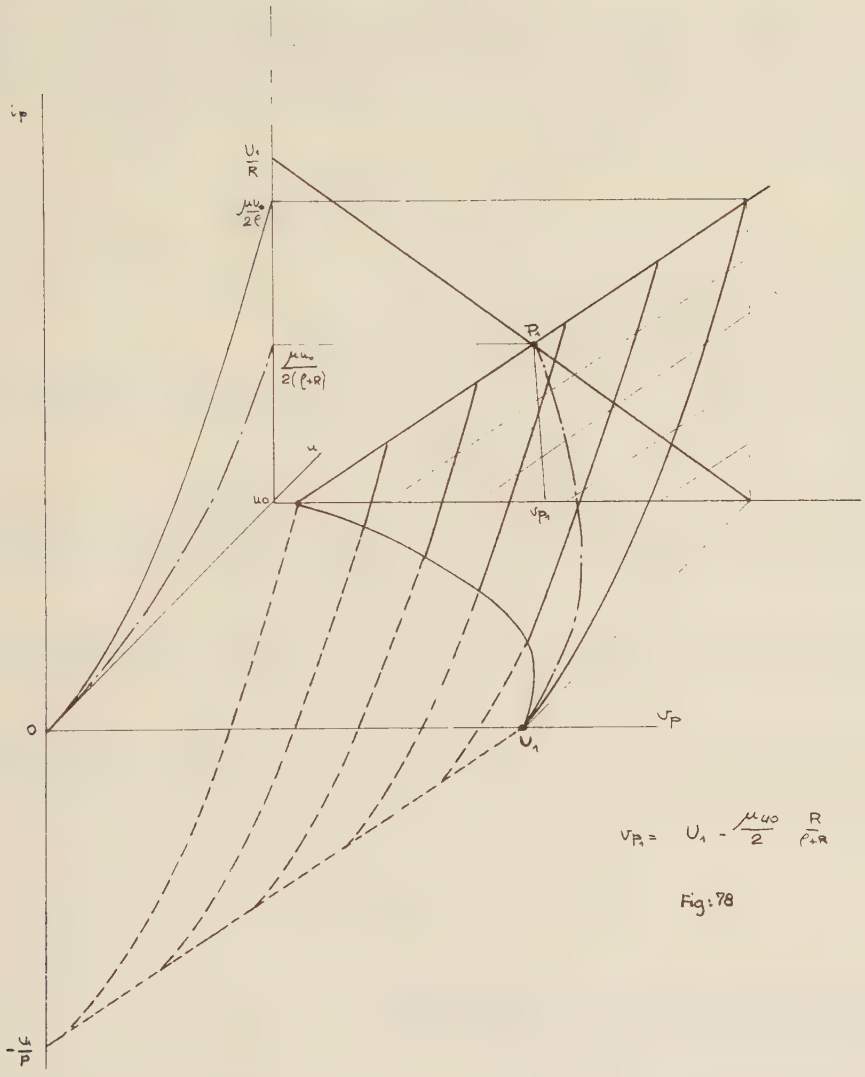


Fig: 77



$$v_{P_1} = U_1 - \frac{\mu u_0}{2} \frac{R}{\rho+R}$$

Fig: 78

Dans le plan $i_p = 0$, la trace du cylindre est la parabole

$$v_p = U_1 - \frac{\mu}{2\ u_0}\ u^2$$

La figure 78 reproduit le cylindre parabolique ainsi que les différents réseaux de caractéristiques. Pour des commodités de représentation, l'axe 0u est inversé.

On dispose donc d'une représentation mathématique, d'une approximation suffisante, indépendante de R (nous n'avons utilisé R que pour relier ces caractéristiques aux courbes réelles) :

$$i_p = \frac{\mu}{2\ \rho\ u_0}\ u^2 - \frac{U_1 - v_p}{\rho} \tag{5.3}$$

Dans cette relation, U_1 a une valeur telle que

$$v_p = U_1$$

quand :

$$\left| \begin{array}{l} i_p = 0 \\ u = 0 \end{array} \right.$$

Si le courant traversant R est i_p, $U_1 = U - v_k$. Dans ce cas, la relation (5.3) peut être associée à

$$v_p = U_1 - R\ i_p$$

L'intersection du cylindre parabolique par le plan

$$v_p = U_1 - R\ i_p$$

est la trajectoire du point de fonctionnement; c'est une parabole dont la projection sur le plan (u, i_p) est la parabole d'équation

$$i_p = \frac{\mu}{\rho + R}\ \frac{u^2}{2\ u_0}$$

5.3. EQUATIONS DES CIRCUITS A COUPLAGE GRILLE-PLAQUE

Les circuits à couplage grille-plaque peuvent être représentés par le schéma de la figure 79. Les plaques sont couplées à la grille du tube dual par une impédance Z; les résistances r_1 et r_2 sont reliées à un potentiel V qui peut être négatif, positif ou nul.

On néglige les capacités parasites. Mais on ne néglige pas les courants grille, l'existence de ces courants étant fondamentale pour le fonctionnement du circuit.

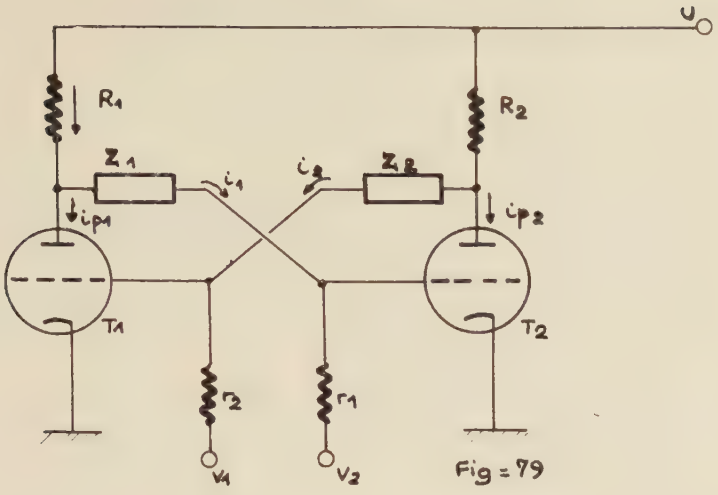


Fig = 79

Les équations du circuit sont les suivantes :

$$
\begin{aligned}
v_{p1} &= U - R_1 (i_{p1} + i_1) \\
v_{p2} &= U - R_2 (i_{p2} + i_2) \\
v_{p1} &= Z_1 \, i_1 + v_{g2} \\
v_{p2} &= Z_2 \, i_2 + v_{g1} \\
v_{g2} &= r_1 (i_1 - i_{g2}) + V_2 \\
v_{g1} &= r_2 (i_2 - i_{g1}) + V_1
\end{aligned}
$$

qu'il faut compléter par les caractéristiques des tubes triodes

$$
\left|
\begin{aligned}
i_{p1} &= \frac{\mu}{2 \rho \, u_0} u_1^2 - \frac{U_1 - v_{p1}}{\rho} \\
i_{p1} &= 0 \qquad \text{pour } u_1 < 0
\end{aligned}
\right.
$$

$$
\left|
\begin{aligned}
i_{p2} &= \frac{\mu}{2 \rho \, u_0} u_2^2 - \frac{U_2 - v_{p2}}{\rho} \\
i_{p2} &= 0 \qquad \text{pour } u_2 < 0
\end{aligned}
\right.
$$

et par les « caractéristiques » des tubes diodes constitués par l'espace grille-cathode :

$$
\left|
\begin{aligned}
v_{g1} &= \rho_k \, i_{g1} \\
i_{g1} &= 0 \qquad \text{pour } v_{g1} < 0
\end{aligned}
\right.
$$

$$
\left|
\begin{aligned}
v_{g2} &= \rho_k \, i_{g2} \\
i_{g2} &= 0 \qquad \text{pour } v_{g2} < 0
\end{aligned}
\right.
$$

Considérons l'état où T_1 conduit et où T_2 est bloqué, que nous appellerons état 1. Les équations sont alors celles-ci :

$$(5.4)\quad \left|\begin{array}{l} v_{p1} = U - R_1\,(i_{p1} + i_1) \\ v_{p1} = Z_1\,i_1 + v_{g2} \\ v_{g2} = r_1\,i_1 + V_2 \\ i_{g2} = 0 \\ i_{p1} = \dfrac{\mu}{2\,\rho\,u_0}\,u_1^2 - \dfrac{U_1 - v_{p1}}{\rho} \end{array}\right.$$

$$(5.5)\quad \left|\begin{array}{l} v_{p2} = U - R_2\,i_2 \\ v_{p2} = Z_2\,i_2 + v_{g1} \\ v_{g1} = r_2\,(i_2 - i_{g1}) + V_1 \\ i_{p2} = 0 \\ v_{g1} = \rho_k\,i_{g1} \end{array}\right.$$

Déterminons U_1. Par définition, on a :

$$U_1 = U - R_1\,i_{10}$$

i_{10} étant la valeur de i_1 à l'instant où $i_{p1} = 0$ et $u_1 = 0$.

D'où :

$$i_{p1} = \frac{\mu}{2\,\rho\,u_0}\,u_1^2 - \frac{R_1}{\rho}\,i_{p1} - \frac{R_1}{\rho}\,(i_1 - i_{10})$$

$$i_{p1} = \frac{\mu}{\rho + R_1}\,\frac{u_1^2}{2\,u_0} - \frac{R_1}{\rho + R_1}\,(i_1 - i_{10})$$

Pour simplifier les calculs, nous allons considérer que $(i_1 - i_{10})$ est négligeable devant i_{p1}. On a alors :

$$i_{p1} = \frac{\mu}{\rho + R_1}\,\frac{u_1^2}{2\,u_0}$$

On pose :

$$(5.6)\quad \left|\begin{array}{l} v_{g2} = u_2 - u_0 \\ u'_2 = v_{g2} - V_2 \end{array}\right.$$

$$\left|\begin{array}{l} v_{g1} = u_1 - u_0 \\ u'_1 = v_{g1} - V_1 \end{array}\right.$$

d'où :

$$i_1 = \frac{v_{g2} - V_2}{r_1} = \frac{u'_2}{r_1}$$

$$i_2 = \frac{u'_1 + V_1}{\rho_k}$$

$$i_{p1} = \frac{U - V_2}{R_1} - \frac{Z_1 + r_1 + R_1}{r_1 R_1} u'_2$$

et on obtient les équations générales des circuits à couplage grille-plaque :

(5.7)

Etat 1

$$\frac{\mu}{\rho + R_1} \frac{u_1^2}{2 u_0} + \frac{Z_1 + r_1 + R_1}{r_1 R_1} u'_2 = \frac{U - V_2}{R_1}$$

$$u'_1 + (u'_1 + V_1) \frac{Z_2 + R_2}{\rho_k} = U - V_1$$

Etat 2

$$\frac{\mu}{\rho + R_2} \frac{u_2^2}{2 u_0} + \frac{Z_2 + r_2 + R_2}{r_2 R_2} u'_1 = \frac{U - V_1}{R_2}$$

$$u'_2 + (u'_2 + V_2) \frac{Z_1 + R_1}{\rho_k} = U - V_2$$

Multivibrateur

Dans le cas du multivibrateur, on a :

$$Z_1 = \frac{1}{p C_1}$$

$$Z_2 = \frac{1}{p C_2}$$

avec $p = \frac{d}{dt}$ et $\frac{1}{p} = \int ( ) \, dt$

Les équations générales, pour l'état 1, s'écrivent :

$$\frac{\mu}{\rho + R_1} \frac{u_1^2}{2 u_0} + \frac{\frac{1}{p C_1} + r_1 + R_1}{r_1 R_1} u'_2 = \frac{U - V_2}{R_1}$$

$$u'_1 + (u'_1 + V_1)\,\frac{\dfrac{1}{p\,C_2} + R_2}{\rho_k} = U - V_1$$

En effectuant le facteur opérationnel p :

$$\frac{r_1\,R_1\,C_1}{\rho + R_1}\,\frac{\mu}{u_0}\,u_1\,\dot{u}_1 + (r_1 + R_1)\,C_1\,\dot{u}_2 + u'_2 = 0$$

$$(R_2 + \rho_k)\,C_2\,\dot{u}_1 + u'_1 + V_1 = 0$$

Posons :

$$a_1 = \frac{r_1\,R_1\,C_1}{\rho + R_1} \qquad a_2 = \frac{r_2\,R_2\,C_2}{\rho + R_2}$$

$$\theta_1 = (r_1 + R_1)\,C_1 \qquad \theta_2 = (r_2 + R_2)\,C_2$$

$$\theta'_1 = (R_1 + \rho_k)\,C_1 \qquad \theta'_2 = (R_2 + \rho_2)\,C_2$$

On obtient ainsi les équations du multivibrateur : (5.8)

$n\,T < t < \dfrac{2n+1}{2}\,T$	$a_1\,u_1\,\dot{u}_1 + \theta_1\,\dot{u}_2 + u'_2 = 0$
(Etat 1)	$\theta'_2\,\dot{u}_1 + u'_1 + V_1 = 0$
$\dfrac{2n+1}{2}\,T < t < (n+1)\,T$	$a_2\,u_2\,\dot{u}_2 + \theta_2\,\dot{u}_1 + u'_1 = 0$
(Etat 2)	$\theta'_1\,\dot{u}_2 + u'_2 + V_2 = 0$

ou :

(5.9)

Etat 1	$\dot{u}_1 = -\dfrac{\dot{u}_1 + V_1}{\theta'_2}$
	$\dot{u}_2 = \dfrac{a_1\,u_1\,(u'_1 + V_1) - \theta'_2\,u'_2}{\theta_1\;\theta'_2}$
Etat 2	$\dot{u}_1 = \dfrac{a_2\,u_2\,(u'_2 + V_2) - \theta'_1\,u'_1}{\theta_2\;\theta'_1}$
	$\dot{u}_2 = -\dfrac{u'_2 + V_2}{\theta'_1}$

On constate que le circuit est représenté par 4 équations ce qui est conforme à la nature des choses, le circuit comportant 2 degrés de liberté (un condensateur se charge tandis que l'autre se décharge) et chacune des deux portions du circuit ayant deux états de fonctionnement totalement différents. En d'autres termes, il y a bien discontinuité entre les deux états, mais cette discontinuité est telle qu'elle nécessite deux équations pour décrire l'évolution de u_1 (ou de u_2) au cours du temps.

Si, comme le font certains auteurs (1), on néglige les courants grille en ne considérant que la décharge des condensateurs C_1 et C_2, on obtient les deux équations :

$$a_1 u_1 \dot{u}_1 + \theta_1 \dot{u}_2 + u'_2 = 0 \tag{5.10}$$

$$a_2 u_2 \dot{u}_2 + \theta_2 \dot{u}_1 + u'_1 = 0 \tag{5.11}$$

D'où on tire :

$$\left| \begin{array}{l} \dot{u}_1 = \dfrac{\theta_1 u'_1 - a_2 u_2 u'_2}{a_1 a_2 u_1 u_2 - \theta_1 \theta_2} \\ \\ \dot{u}_2 = \dfrac{\theta_2 u'_2 - a_1 u_1 u'_1}{a_1 a_2 u_1 u_2 - \theta_1 \theta_2} \end{array} \right. \tag{5.12}$$

Ce système fait apparaître une discontinuité simultanée pour :

$$u_1 u_2 = \frac{\theta_1 \theta_2}{a_1 a_2}$$

ce qui semble conforme au fonctionnement du multivibrateur.

Malheureusement le système (5.12) ne représente plus rien physiquement. S'il est permis de juxtaposer les deux équations (5.10) et (5.11) pour ne considérer qu'une seule partie des phénomènes, on n'a pas le droit d'en tirer $\dot{u}_1$ et $\dot{u}_2$, les variables u_1 et u_2 n'ayant pas la même signification dans l'une et l'autre équation. En effet, (5.10) est l'équation de la décharge du condensateur C_1 au cours de l'état 1, alors que u_1, en dehors de la pointe initiale de recharge de C_2, est constant et égal à u_0 (donc $\dot{u}_1 = 0$). Il n'est donc pas permis d'assimiler cet $\dot{u}_1$ au $\dot{u}_1$ de l'équation (5.11) qui décrit la décharge de C_2 au cours de l'état 2.

En conséquence, le système (5.12) décrit peut-être des oscillations de déferlement, mais ce ne sont pas celles d'un multivibrateur.

---

(1) L. Sideriades, *J. Phys. Rad.* (1956), 17, N° 11, Suppl. pp. 626-631.

Bistable

La liaison grille-plaque est assurée essentiellement par une résistance r' :

$$Z_1 = r'_1$$
$$Z_2 = r'_2$$

D'où les équations du circuit :

Etat 1

$$\frac{\mu}{\rho + R_1}\,\frac{u_1^2}{2\,u_0} + \frac{r_1 + r'_1 + R_1}{r_1\,R_1}\,u'_2 = \frac{U - V_2}{R_1}$$

$$u'_1 + (u'_1 + V_1)\,\frac{R_2 + r'_2}{\rho_k} = U - V_1$$

Etat 2

$$\frac{\mu}{\rho + R_2}\,\frac{u_2^2}{2\,u_0} + \frac{r_2 + r'_2 + R_2}{r_2\,R_2}\,u'_1 = \frac{U - V_1}{R_2}$$

$$u'_2 + (u'_2 + V_2)\,\frac{R_1 + r'_1}{\rho_k} = U - V_2$$

D'où on tire :

Etat 1

$$u_1 = u_0 + \frac{\rho_k}{\rho_k + r'_2 + R_2}\,U$$

$$u_2 = u_0 + \frac{r_1}{r_1 + r'_1 + R_1}\left(U + \frac{r'_1 + R_1}{r_1}\,V_2 - \frac{R_1}{\rho_1 + R_1}\,\frac{\mu}{2\,u_0}\,u_1^2\right)$$

Etat 2

$$u_1 = u_0 + \frac{r_2}{r_2 + r'_2 + R_2}\left(U + \frac{r'_2 + R_2}{r_2}\,V_1 - \frac{R_2}{\rho_2 + R_2}\,\frac{\mu}{2\,u_0}\,u_2^2\right)$$

$$u_2 = u_0 + \frac{\rho_k}{\rho_k + r'_1 + R_1}\,U$$

Ces équations montrent que le circuit possède deux états stables, les tensions u_1 et u_2 pouvant prendre deux valeurs constantes.

Monostable

Le circuit comporte une liaison grille-plaque par résistance et une autre par capacité :

$$Z_1 = r'_1$$

$$Z_2 = \frac{1}{p\,C_2}$$

Etat 1

$$\left|\begin{array}{l} \dfrac{\mu}{\rho + R_1}\,\dfrac{u_1^2}{2\,u_0} + \dfrac{r_1 + r'_1 + R_1}{r_1\,R_1}\,u'_2 = \dfrac{U - V_2}{R_1} \\ u'_1 + (u'_1 + V_1)\,\dfrac{\dfrac{1}{p\,C_2} + R_2}{\rho_k} = U - V_1 \end{array}\right.$$

Etat 2

$$\left|\begin{array}{l} \dfrac{\mu}{\rho + R_2}\,\dfrac{u_2^2}{2\,u_0} + \dfrac{\dfrac{1}{p\,C_2} + r_2 + R_2}{r_2\,R_2}\,u'_1 = \dfrac{U - V_1}{R_2} \\ u'_2 + (u'_2 + V_2)\,\dfrac{r'_1 + R_1}{\rho_k} = U - V_2 \end{array}\right.$$

D'où on tire, en effectuant le facteur opérationnel p :

Etat 1

$$\left|\begin{array}{l} \dfrac{R_1}{\rho + R_1}\,\dfrac{\mu}{2\,u_0}\,u_1^2 + \dfrac{r_1 + r'_1 + R_1}{r_1}\,u'_2 = U - V_2 \\ C_2\,(\rho_k + R_2)\,\dot{u}_1 + u'_1 + V_1 = 0 \end{array}\right.$$

Etat 2

$$\left|\begin{array}{l} \dfrac{r_2\,R_2\,C_2}{\rho + R_2}\,\dfrac{\mu}{u_0}\,u_2\,\dot{u}_2 + (r_2 + R_2)\,C_2\,\dot{u}_1 + u'_1 = 0 \\ u'_2 + (u'_2 + V_2)\,\dfrac{r'_1 + R_1}{\rho_k} = U - V_2 \end{array}\right.$$

L'état 1 est stable, mise à part la recharge de C_2 avec la constante de temps

$$\theta'_2 = C_2\,(\rho_k + R_2)$$

L'état 2 est dynamique : c'est la décharge de C_2 à travers r_2 et R_2, avec la constante de temps

$$\theta_2 = (r_2 + R_2)\,C_2$$

5.4. EQUATIONS DES CIRCUITS A COUPLAGE CATHODIQUE

Nous avons appliqué la même méthode que ci-dessus aux circuits à couplage cathodique. Malheureusement, il n'est pas possible d'effectuer la même simplification (considérer que $i_1 - i_{10}$ est négligeable devant i_{p1}) car les variations de courant sont cette fois essentielles pour le couplage par la cathode, donc au fonctionnement même du circuit. Les calculs deviennent inextricables et plus compliqués que ceux du chapitre 4, et ne présentent donc plus d'intérêt.

VI. - CONCLUSION

La méthode d'analyse exposée et utilisée au chapitre 5, bien que déformant les phénomènes d'une manière non négligeable, par suite des simplifications, aboutit à des équations analogues à celles obtenues dans les chapitres 3 et 4. Ces équations n'apportent en elles-mêmes aucune explication nouvelle des phénomènes, mais, du fait de leur relative simplicité et de la constance des paramètres, elles se prêtent bien à une étude plus abstraite des circuits, et en particulier à l'application des méthodes d'Andronov ou de Th. Vogel sur les oscillations à déferlement.

Mais en ce qui concerne l'étude du déclenchement et de la stabilité, nous préférons la méthode d'investigation utilisée au § 4.1. En effet, en écrivant les équations du circuit valables dans l'un ou l'autre état — les valeurs de ρ et de μ étant très différentes selon l'état —, on dispose d'équations valables au cours du basculement. Appliquée à l'étude du Trigger de Schmitt, cette méthode a donné de bons résultats, puisqu'elle a permis de définir ce qu'est le basculement, de mettre en évidence sa continuité, de déterminer le point de basculement et les paramètres dont dépend la susceptibilité au basculement.

Nous pensons que cette méthode peut être utilisée avec succès pour les autres circuits, bien que l'application en soit moins aisée. En effet, l'apparition du courant grille lors de la recharge du condensateur dans les circuits comportant un ou deux états quasi-stables, introduit une discontinuité dans le fonctionnement et dans les équations. Les calculs deviennent vite compliqués, mais il est possible de les rendre plus maniables grâce à des simplifications admissibles.

Tant par les résultats obtenus que par les méthodes d'analyse utilisées, nous espérons avoir fourni une base de travail solide pour d'autres études sur les circuits couplés non-linéaires : déclenchement des circuits stables et monostables (problème effleuré au § 4.2.6), division de fréquence, synchronisation des circuits astables, étude topologique des oscillateurs non-linéaires, etc...

ANNEXES

ANNEXE A

Mesures relevées sur le circuit de la figure 33

Circuit I

v_{g1}	v_k	v_{g2}	v_{p1}	v_{p2}	i_{g1}
38	45,5	43	246	206	0
39	45,5	43	246	206	0
40	45	42,5	240	213	0
41	43,2	37	210	245	0
42	44	36,2	206	248	0
43	45	36	204	248	0
44	45,5	35,5	203	250	0
45	47	35,2	202	250	0
50	51,5	35	196	250	0
55	56,5	34	193	250	0
60	61	33	188	250	0
70	70,5	31,5	180	250	1
80	80	30	170	250	32
90	89,7	28,7	164	250	300
100	99,5	28,2	160	250	940
.....					
44	45,5	35,5			
42	44	36	206	248	0
40	44,5	41,5	238	215	0
39	45	42,5	244	209	0
38	45,2	43	245	207	0
36	45,5	43	246	206	0
30	45,5	43	246	206	0

Les tensions sont en volts, les courants en microampères.

ANNEXE B

Mesures relevées sur le circuit de la figure 33

Circuit II

V_{g1}	V_k	V_{g2}	V_{p1}	V_{p2}
36	46	42,5	242	228
37	46	42,5	242	228
38	46	42,5	242	228
39	46	42	239	230
40	45,5	41	235	232
41	44	35,7	203	248
42	45	35	198	250
45	47,5	34,2	195	250
50	52	33,5	190	250
60	61,5	32	182	250
70	71	30,5	172	250
80	81	28,5	163	250
90	90,5	27	154	250
100	100	26	146	250
.....				
41	44	35,7	203	248
40	43,2	37	208	245
39	45,7	42	238	230
38	46,2	42,2	241	228
37	46,5	42,5	242	228
36	46,5	42,5	242	228
30	46,5	42,5	242	228

Les tensions sont en volts.

ANNEXE C

Mesures relevées sur le circuit de la figure 33

Circuit III

v_{g1}	v_k	v_{g2}	v_{p1}	v_{p2}	i_k	i_{p2}
36	44,5	42	242	270	4,2	4,2
37	44,5	42	241	208	4,2	4,1
38	44	41	235	212	4,1	3,8
39	40,5	28,7	164	250	3,8	0
40	41	28,2	662	250	3,9	0
41	42	28	160	250	4,0	0
45	46	27	153	250	4,3	0
50	50,7	25,2	144	250	4,7	0
60	60	22,5	127	250	5,6	0
70	69,5	21	117	250	6,5	0
80	79,2	20	114	250	7,5	0
90	89	20	113	250	8,4	0
100	99	20	113	250	9,4	0
39	40,5	28,5	164	250		
38	39,5	28,7	165	249	3,7	0
37	38,5	29,2	167	248	3,6	0,1
36	37,7	30,7	178	244	3,6	0,5
35	44,5	42	242	207	4,2	4,2
34	44,5	42	242	207	4,2	4,2

Les tensions sont en volts, les courants en milliampères.

ANNEXE D

Mesures relevées sur le circuit de la figure 33

Circuit IV

V_{g1}	V_k	V_{g2}	V_{p1}	V_{p2}
60	72,7	72	235	180
64	72,7	72	235	180
65	72,5	72	235	180
66	72,5	71,5	234	182
67	66,8	35,8	116	250
68	67,5	35,5	115	250
70	69,5	35,2	114	250
80	79	34,5	112	250
90	89	34	110	250
95	94	33,7	110	250
.....				
65	64,8	36,2	117	250
60	60	38	123	250
55	55	40,2	132	250
54	54,2	40,5	132	250
53	53,2	41	134	250
52	52,2	41,8	136	250
51	51,2	43	140	249
50	72,5	72	235	180
49	72,5	72	235	180

Les tensions sont en volts.

BIBLIOGRAPHIE

1. THÉORIE GÉNÉRALE DES OSCILLATIONS NON-LINÉAIRES

A.A. Andronov et C.E. Chaikin, *Theory of oscillations.* Princeton University Press, U.S.A., 1949, pp. 171-177.

J.P. Den Hartog, *Mechanical vibrations.* Mc Graw Hill Book, 1956, pp. 363-369.

N. Minorsky, *Introduction to non linear mechanics.* J.W. Edwards, 1947, U.S.A. Part IV, pp. 381-446.

J. Haag, *Les mouvements vibratoires.* Tome I, Presses Univ. de Fr., Paris, 1952, Ch. IX.

J. Haag, Sur la synchronisation des systèmes oscillants non linéaires. *Annales Scient. de l'E.N.S.*, 1951.

Y. Rocard, *Dynamique Générale des Vibrations.* Masson, Paris, 1949, Ch. XVII.

J.J. Stocker, *Non linear vibrations.* Interscience Publishers, New-York, 1950, Ch. V. pp. 119-187.

Th. Vogel, Topologie des Oscillations à déferlement. *Actes du Colloque international des vibrations non linéaires.* Service de Documentation de l'Aéronautique, Paris, 1953, pp. 237-256.

Th. Vogel, Les méthodes topologiques des discussions des problèmes aux oscillations non linéaires. *Annales des Télécommunications françaises*, 1961, 6, N° 1, pp. 2-9. 12-20005 (1)

Th. Vogel, Sur certaines oscillations à déferlement. *Ann. des Télécom. Fr.*, 1951, 6, n° 7, pp. 182-190. 12-54299

N. Minorsky, Mécanique et Electronique dans l'évolution moderne de la mécanique non linéaire. *Onde Electrique*, 36, Juillet 1956, n° 352, pp. 574-582.

2. OSCILLATEURS COUPLÉS NON LINÉAIRES

L. Sideriades, Etude d'une bascule à quatre positions d'équilibre par les méthodes de l'analyse topologique. *Compt. rendus Ac. des Sc. Fr.*, 1956, 242, n° 12, pp. 1583-1586. 17-45046

L. Sideriades, Etude d'une bascule à quatre positions d'équilibre par les méthodes de l'analyse topologique. *C. R. Ac. Sc. Fr.*, 1956, 242, n° 13, pp. 1704-1707. 17-45047

L. Sideriades, Systèmes couplés non linéaires. *C. R. Acad. Sc. Fr.*, 1956, 242, n° 14, pp. 1784-1787. 17-45048

L. Sideriades, Systèmes couplés non linéaires. *J. Phys. Rad.*, 1956, 17, n° 11, Suppl., pp. 159 A - 175 A. 18-53241

L. Sideriades, Systèmes couplés non linéaires. *J. Phys. Radium*, 1956, Vol. 17, n° 12, pp. 68 S - 69 S. 18-80409

Y.H. Ku, Analysis of non linear coupled circuits. *Communic. Electron. U.S.A.*, 1955, n° 16, pp. 626-631. 16-64742

Y.H. Ku, Analysis of non linear coupled circuits II. *Communic. Electron, U.S.A.*, 1955, n° 20, pp. 439-443. 17-19421

N. Rouche, Etude du régime de synchronisation de deux oscillateurs couplés. *Bull. Scien. A.T.M., Belg.*, 1956, n° 1, pp. 3-83. 17-38767

(1) Les références sont celles du Bulletin Signalétique du C.N.R.S.

A. Blaquière, Les oscillateurs non linéaires et le diagramme de Nyquist. *J. Phys. Rad.*, 1952, 13, n° 11, pp. 527-540. 14-64652

A. Blaquière, Adaptation générale de la méthode du diagramme de Nyquist dans les domaines non linéaires. *J. Phys. Rad.*, 1952, 13, n° 12, pp. 636-644. 14-26777

H. Fujita, Phénomènes de blocage dans l'oscillateur à relaxation (en japonais). *J. Elect. Communic. Eng. Jap.*, 1952, 35, n° 9, pp. 399-403. 14-26837

A.K. Pullen, Conductance curve design of relaxation circuits. *Convention Record of the I.R.E.*, 1953, V. New-York, pp. 120-129. 15-1999

M.A. Zhelezcov, Sur la théorie d'un multivibrateur symétrique (en russe). *Zh. Tekh. Fiz., S.S.S.R.*, 1950, 20, n° 7, pp. 788-797. 12-1972

J. Block & C.C. Jonker, Discussion of an asymetrical multivibrator circuit. *Physica*, Holland, 1950, 16, n° 4, pp. 380-390. 11-45099

F. Van Den Dungen, P. Hontoy et P. Janssens. *C. R. Acad. Sc.* 243, n° 7, pp. 627-630.

P. Hontoy et P. Janssens, *Revue H. F.*, 3, n° 6, 1956, pp. 221-244.

S.M. Rytov, Développement de la théorie des oscillations non linéaires en U.R.S.S. (en russe). *Radiotek. i. Elektron., S.S.S.R.*, 1957, 2, n. 11, pp. 1435-1450. 19-55241

M.A. Zhelezcov & M.I. Fejgin, Sur les régimes de marche du multivibrateur symétrique (en russe). *Radiotekh. i. Elekt., S.S.S.R.*, 1957, 2, n° 6, pp. 751-761. 19-27646

3. ETUDE DU BASCULEMENT

W. Taeger, Zur Theorie der Kippschwingungen. *Funk. Ton., Dtsch*, 1950, 4, n° 6, pp. 298-307. 12-19992

Rais Ahmed, Linear analysis of electronic switching. *Indian Phys. J.*, 1950, 24, n° 7, pp. 281-290. 13-37243

B.M. Banerjee, A study of the switching action in a multivibrator circuit. I. *Indian J. Phys.*, 1950, 24, n° 8, pp. 361-370. 13-37300

B.M. Banerjee, II. *Ibid.*, 1951, 25, n° 7, pp. 329-352. 13-37300

Rais Ahmed, Analysis of trigger circuits. *Ind. J. Phys.*, 1951, 25, n° 3, pp. 110. 13-37301

K. Gosslau & H.J. Harloff. Untersuchungen über das Gleichstrom und Wechselstrom. Verhalten von bistabilen Kippschaltungen. *Nachrichtentech. Z., Dtsch.*, 1955, 8, n° 10, pp. 521-530. 17-25897

G. Haas, Angenäherte Berechnung des Kippvorganges und der Einsatzverzogerung beim Multivibrator. *Z. Angew. Phys., Dtsch*, 1954, 6, n° 9, pp. 396-404. 16-30386

E.M. Williams, D.F. Aldrich & J.B. Woodford, Speed of electronic switching circuits. *Proceedings of the I.R.E.*, 1950, 38, n° 1, pp. 65-69. 12-12750

S.K. Sen & B.K. Bhattacharyna, A study on the triggering of a plate-coupled multivibrator by negative pulses. *Indian J. Phys.*, 1952, 26, n° 12, pp. 597-616. 14-58391

J.R. Tillman, Transition of an Eccles.-Jordan circuit. *Wireless Engineer*, 1951, April, pp. 101-110. 12-48094

H. de Lange, Berekening van de schkeltijd van een multivibrator. *T. nederl. Radiogenootsch*, 1950, 15, n° 4-5, pp. 275-291. 12-7075

4. CIRCUITS MULTIVIBRATEURS

H. Abraham et E. Bloch, Mesure en valeur absolue des périodes des oscillations électriques de haute fréquence. *Ann. de Phys.* 1919, vol. 12, p. 237.

D. Sayre, *Waveforms. M.I.T. Radiation Laboratory Series.* Mc Graw Hill Book. New-York, 1949, Ch. V, pp. 163-195.

J.-P. Oehmichen, *Circuits électroniques.* Société des Editions Radio, Paris, 1954, pp. 43-52.

R. Rigal, *Cours de Radioélectricté Générale.* Tome III. Livre I : *L'émission* Eyrolles, Paris, 1957, pp. 178-188.

J. Millmann & H. Taub, *Pulse and digital circuits.* Mc Graw Hill Book, 1956, pp. 140-201.

R. Feinberg, On the performance of the push-pull relaxation oscillator (Multivibrator) *Phil. Mag.* 1948. Série 7, Vol. 29, p. 268. 10-10019

R. Feinberg, Symetrical multivibrators. *Wireless Eng.* Vol. 26, May 1949, pp. 153-158. 10-68570

M.V. Kiebert Jr & A.F. Inglis, Multivibrator circuits. *Pr. of the I.R.E.* 1945, 33, pp. 534-539. 7-2976

J. Queffelec, Sur l'étude des multivibrateurs utilisant deux lampes triodes. *C. R.*, Paris, 1945, 221, pp. 619-620. 7-13216

N.W. Mather, Multivibrator circuits. *Electronics*, 1946, 19, pp. 136-138. 8-21762

C. Deimel, Multivibratoren. *Radio Technik., Oesterr.* 1947, n° 10, pp. 453-455. 9-21726

O.B. Mitchell, Multivibrators. *Radio-craft. May*, 1947, p. 25. 9-36430

H. Harmuth, Multivibratorem. *Elektr. Tech. Maschbau.*, Oesterr, 1954, 71, n° 6, pp. 136-141. 15-46418

D.C. Sarkar & R. Ahmed, Analysis of the relaxation period of a multivibrator. *Indian J. Phys.*, 28, n° 11, 1954, pp. 533-541. 16.53538

E.R. Shenk, The multivibrator. Applied theory and design I. *Electronics*, 1944, 17, pp. 136-141, 332-337. 6-10050

K. Schwarz, Der Multivibrator. *Radiawelt, Oester*, Juill. 1948, 3, pp. 97-101. 10-29982

S. Bertram, The degenerative positive bias multivibrator. *Pr. of the I.R.E.*, 1948, 36, pp. 277-280. 9-41197

W.R. Luckett, A monogram for multivibrator design. *Electron. Eng.*, G.B., 1951, 23, n° 285, pp. 448-449. 13-14718

S. Fedida, An amplitude comparator multivibrator. *Marconi Rev., GB*, 1952, 15, n° 104, pp. 35-43. 13-37299

C.F. Kezer & M.H. Aronson, Electronic circuitry. *Instruments and automation*, 30, n° 4, 1957, pp. 682-683. 18-69548

W. Gruhle, Multivibratorschaltung für Millimikrosekunden-Impulse. *Elektronik, Dtsch*, 1957, 6, n° 9, pp. 261-263. 19-27782

L. Fleming, Multivibrator 500 Kc sweep circuits. *Electronics*, 1956, 29, n° 2, pp. 186, 188, 190, 192. 17-52814

5. COUPLAGE CATHODIQUE

M.I.T. *Radar School Staff. Principles of Radar.* Sd edition. Mc Graw Hill Book, New-York, 1946, pp. 2-53 à 2-58.

J. Millmann et H. Taub, *Pulse and Digital Circuits.* Mc Graw Hill Book, New-York, 1956, pp. 166.

K. Glegg, Cathode-coupled multivibrator operation. *Pr. or the I.R.E.* 38, June, 1950, pp. 655-656. 12-7074

D.C. Sarkar, Analysis of cathode-coupled free-running multivibrator. *Indian J. Phys.*, 1957, 31, n° 8, pp. 431-439.

B.R. Johnson, The astable cathode-coupled multivibrator. *A.W.A. Tech Rev., Aust.*, 1956, 10, n° 1, pp. 23-31. 18-53247

J. Mac Gr Sowerby, Cathode-coupled multivibrator *Wireless World, GB*, July, 1948, 54, pp. 249-250. 10-10096

P. Schiaffino, Multivibratore con accoppiamento catodico come copia di dipoli associati. *Alta Freq, Ital*, 1957 26, n° 6, pp. 603-631. 19-65821

Arieh Fischmann Arbel, *Nuclear Instruments and methods, Holland*, 5, 1959 pp. 56-60.

6. MULTIVIBRATEURS A CIRCUIT ACCORDÉ

M. Silver & A. Schadowitz, High-ratio multivibrator frequency divider. *Electr. Communic. U.S.A.* June, 1948, 25, pp. 160-162. 10-29981

Martin Silver, High-ratio multivibrator frequency divider. *Rodio and Television News.* July, 1949, pp. 7-9, 19-20. 11-1927

P.G. Sulzer, Frequency and amplitude stability of cathode-coupled oscillator. *Pr. of the I.R.E.*, May, 1950, 38, pp. 540-542. 12-7071

P.G. Sulzer, Modified locked-oscillator frequency dividers. *Pr. of the I.R.E.*, Nov., 1951, 39 pp. 1535-1537. 13-26386

A.E. Johanson, A tuned plate multivibrator. *Bell Laboratories Record*, 28, May, 1950, pp. 208-212. 12-7076

B.R. Johnson, A method of multivibrator timing stabilisation. *A.W.A. Tech. Rev., Austral*, 1956, 10, n° 1, pp. 33-39. 18-53309

7. DIVISION DE FRÉQUENCE. SYNCHRONISATION

Waveforms, M.I.T. Laboratories Radiation Series. Mc Graw Hill Book. New-York, 1949, pp. 187-190, 575-577, 595-601.

J.P. Œmichen, *Circuits électroniques.* Soc. des Ed. Radio, Paris, 1954, pp. 151-156.

H.E. Bryan, Frequency dividers. *Radio Electro. Eng., U.S.A.*, 1950, 43, n° 6, pp. 7-8, 30. 12-7169

R. Casale, Sui multivibratori come demoltiplicatori di frequenza. *Nuovo Cimento., Ital.*, Oct. 1946, 3, pp. 285-291. 9-764

N. Carrarra, Syncronizzazione e demoltiplicazione di frequenza. *Alta Freq., Ital.*, Sept.-Déc. 1945, 14, pp. 134-160. 9-4933

E.R. Shenk, The multivibrator. Applied theory and design. II. *Electronics*, Feb, 1944, 17, pp. 140-145, 363-373. 7-5375

E.R. Shenk, Ibid. III. *Electronics*. March, 1944, 17, pp. 138-143, 342-353. 7-13217

G. Dexter, Easily built 10 Kc to 1 Mc 1 multivibrator. *Radio News, U.S.A.*, June, 1950, 43, n° 6, p. 75. 12-7172

K.H. Davis, Multivibrator step-down by fractional ratios. *Bell. Laboratories Record*, 26, March, 1948, pp. 114-118. 9-26337

J.B. Earnshaw, Double-lock synchronizing methode for frequency division. *Electron. Eng., GB*, 1957, 29, n° 352, pp. 282-283. 19-19571

Vu et approuvé :

Besançon, le 9 avril 1962

Le Doyen de la Faculté des Sciences,

R. JACQUEMAIN

Vu et permis d'imprimer :

Besançon, le 13 avril 1962

Le Recteur,

Président du Conseil de l'Université

F. PONTEIL